

Boletín *de la* Asociación Argentina *de* Astronomía

2018

Boletín de artículos científicos
Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía
Malargüe, Provincia de Mendoza, septiembre de 2017

Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía

BAAA, Vol. 60



Asociación Argentina de Astronomía. Comité Editorial BAAA Vol. 60, correspondiente a la reunión anual 2017: Paula Benaglia (Editora en Jefe), Adrián Rovero (Editor Invitado), Roberto Gamen (Secretario Editorial) y Marcelo Lares (Técnico Editorial)

Asociación Argentina de Astronomía

Fundada en 1958

Personería jurídica 11811 (Buenos Aires)

Comisión Directiva

Guillermo Bosch (presidente)

Andrea Costa (vicepresidente)

Roberto Venero (secretario)

Mónica Viviana Cardaci (tesorera)

Javier Alejandro Ahumada (vocal 1)

Jorge Ariel Combi (vocal 2)

Sergio Dasso (1er suplente)

Jorge Federico González (2do suplente)

Comisión Revisora de Cuentas

Cristina Cappa

Gabriela M. Castelleti

Alejandro Hugo Córscico

Comité Nacional de Astronomía

Estela Reynoso (secretaria)

Andrea Fabiana Torres

Christian Giuppone

Rene Rohrmann

Mariano Domínguez

Reunión Anual 2017

Malargüe, 18 al 22 de septiembre de 2017

Organizada por el Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, la Universidad Nacional de Río Negro y el Observatorio Pierre Auger Sur

Comité Científico

Adrian Rovero (IAFE, Presidente)

Marcelo Miller Bertolami (FCAG)

Jorge Combi (IAR)

Hebe Cremades (UTN)

Claudia Scóccola (FCAG)

Carlos Valotto (IATE)

Ricardo Amorín (INAF- Osservatorio Astronomico di Roma)

Damián Mast (OAC)

Comité Organizador Local

Beatriz García (ITeDA Mendoza, Presidente)

Mariana Orellana (Universidad Nacional de Río Negro)

Juan Facundo Albacete Colombo (U. Nacional de Río Negro)

Brian Wundheiler (ITeDA)

Gualberto Avila (ITeDA, Observatorio Pierre Auger)

Nicolás Leal (ITeDA, Observatorio Pierre Auger)

Silvina Pérez (ITeDA Mendoza)

Alexis Mancilla (ITeDA Mendoza)

Javier Maya (ITeDA Mendoza)

Sol Rojas Pico (CNEA Cuyo)

Mariel Caylá (CNEA Cuyo)

Rosa Pacheco (Observatorio Pierre Auger)

Publicado por

Asociación Argentina de Astronomía

Paseo del Bosque s/n, La Plata, Buenos Aires, Argentina

ISSN 1669-9521 (versión digital)

ISSN 0571-3285 (versión impresa)

Créditos:

Diseño de portada: Adrián Rovero y Andrea León

Foto grupal: Mariel Caylá (prensa CNEA)

Confeccionado con la clase "confproc" en L^AT_EX

Impreso en Buenos Aires, agosto de 2018

Prefacio

El presente volumen del Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía contiene los trabajos correspondientes a la 60ava Reunión Anual, que tuvo lugar en el Centro de Convenciones de la ciudad de Malargüe, provincia de Mendoza, Argentina, del 18 al 22 de septiembre de 2017. La reunión fue organizada por el Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, en conjunto con la Universidad Nacional de Río Negro y el Observatorio Pierre Auger Sur.

La Reunión Anual convocó a unos 200 participantes. Reconocidos expertos invitados tuvieron a su cargo la puesta al día en áreas muy diversas, complementadas por las presentaciones de más de 150 trabajos, orales y murales. De estas últimas, el Comité Editorial recibió 89 contribuciones; luego del proceso de arbitraje por pares y de correcciones editoriales, finalmente son aquí publicadas 86. De las 14 charlas invitadas se incluyen 11 artículos de revisión.

Durante la reunión anual se entregó el premio José Luis Sérsic 2017 al investigador consolidado, que otorga la Asociación Argentina de Astronomía. El ganador fue el Dr. Daniel O. Gómez, quien acompañó la recepción del galardón con una charla invitada, plasmada en el artículo correspondiente del presente volumen del Boletín.

Deseamos agradecer a todos los autores que contribuyeron a enriquecerlo y a los colegas que han llevado a cabo serias tareas de arbitraje.

La Plata, 21 de junio de 2018.

Paula Benaglia
Editora en Jefe

Adrián Rovero
Editor Invitado

Roberto Gamen
Secretario Editorial

Marcelo Lares
Técnico Editorial



Índice general

Prefacio	V
Foto grupal.	VII
AE. Astrofísica Estelar	1
Los vientos de las estrellas supergigantes B: Causas y efectos	
<i>L. S. Cidale.</i>	1
Estudio fotométrico de la variabilidad estelar en la región del cúmulo abierto NGC4349	
<i>C. G. Oviedo, T. Palma, C. Chavero, J. J. Clariá, I. Dékány, D. Minniti</i>	8
Effects of neutrino mixing upon electron fraction in core collapse supernovae	
<i>M. M. Saez, M. E. Mosquera, O. Civitarese</i>	11
Y ¿dónde está la estrella?	
<i>D. C. Merlo, J. A. Ahumada</i>	14
Análisis de nuevas binarias eclipsantes con datos del VVV	
<i>L. V. Gramajo, T. Palma, J. J. Clariá, D. Minniti, I. Dékány</i>	17
Posible ciclo de actividad cromosférica en AU Mic	
<i>R. V. Ibañez Bustos, A. P. Buccino, M. Flores, P. J. D. Mauas</i>	20
Análisis de curvas de luz de supernovas de tipo II	
<i>L. Martínez, M. Bersten</i>	23
Modelando SN 2016gkg; la supernova argentina	
<i>M. Orellana, M. C. Bersten, G. Folatelli, F. García, O. Benvenuto, V. A. Buso, J. L. Sánchez</i>	26
Supernovas superluminosas de Tipo II Plateau	
<i>M. Orellana, M. C. Bersten</i>	29
Búsqueda de ciclos de actividad cromosféricos mediante espectros CASLEO y HARPS	
<i>M. G. Flores, A. E. Collado, C. E. Saffe, A. P. Buccino, M. Jaque Arancibia</i>	32
Evolución de enanas blancas masivas	
<i>M. E. Camisassa, L. G. Althaus, M. L. Novarino, C. De Gerónimo, M. M. Miller Bertolami.</i>	35
Fases de actividad y quietud en estrellas Be de cúmulos abiertos galácticos: una mirada con WISE	
<i>A. Granada, C. E. Jones, T. A. A. Sigut, T. Semaan, C. Georgy, G. Meynet, S. Ekström</i>	38
Conexión entre supernovas ricas y pobres en hidrógeno: curvas de luz	
<i>P. J. Pessi, G. Folatelli</i>	41
ICSA. Instrumentación y Caracterización de Sitios Astronómicos	44
Las detecciones de LIGO y el inicio de la astronomía de ondas gravitacionales en la astronomía multimensajero	
<i>G. Valdés, G. González, Colaboración LIGO y Virgo.</i>	44
Nuevos radiotelescopios en Argentina: descripción y ciencia posible	
<i>C. E. Cappa</i>	49
Calibración en flujo en espectros de CASLEO: Incertezas en mediciones	
<i>M. B. Mari, G. Gaspar, W. Weidmann</i>	56
Control de un CCD a través de red Ethernet	
<i>R. Godoy, G. Fernández, J. Aballay, H. Ruartes</i>	59
Control remoto de telescopios	
<i>R. Godoy, G. Fernández, J. Aballay, O. Collado, C. Fernández, H. Ruartes</i>	62

Las antenas de espacio profundo en la Argentina <i>M. Colazo</i>	65
Estructura de la red de datos y comunicaciones del CASLEO <i>J. L. Giuliani, B. G. Giuliani Ramos, S. E. Garcia</i>	67
Proceso de optimización y automatización para uso remoto del telescopio “Helen Sawyer Hogg” del CASLEO <i>P. F. Pereyra, J. L. Aballay, G. Fernández, R. Godoy, L. A. Mammana, J. L. Giuliani, J. Pinto, E. Álvarez, C. Fernández, O. Collado</i>	70
La nueva base de datos de CASLEO <i>P. F. Pereyra, J. L. Giuliani, A. de Franceschi, A. Díaz Ariza</i>	73
Software pipeline for processing the data recorded by the Deep Space Antenna 3 <i>A. Cancio Montbrun, M. Colazo, B. García</i>	76
OCPAE. Objetos Compactos y Procesos de Altas Energías	79
Particle acceleration and magnetic field amplification in the termination shocks of AGN jets <i>A. T. Araudo</i>	79
Oscilaciones de estrellas híbridas utilizando la aproximación de Cowling <i>I. F. Ranea-Sandoval, M. Mariani, O. M. Guilera</i>	86
Galaxias con formación estelar activa como emisores de radiación gamma <i>P. Kornecki, L. J. Pellizza, J. F. Albacete Colombo, G. J. Escobar, F. A. Fogantini</i>	89
Gamma-ray emission from interactions between jets and BLR clouds <i>S. del Palacio, V. Bosch-Ramon, G. E. Romero</i>	92
Producción y propagación de neutrones en jets de microcuasares <i>G. J. Escobar, L. J. Pellizza, P. Kornecki, F. A. Fogantini, M. M. Reynoso, G. E. Romero</i>	95
Análisis temporal y espectral en rayos X de la fuente IGR J16320–4751 <i>F. Fogantini, F. García, J. Combi, S. Chaty</i>	98
Radiación de altas energías en fuentes ultraluminosas de rayos X <i>G. J. Escobar, G. S. Vila, G. E. Romero</i>	101
Modelo de microcuásar de Población III <i>P. Sotomayor Checa, G. E. Romero, L. J. Pellizza</i>	104
AEC. Astrofísica Extragaláctica y Cosmología	107
QUBIC: Measuring CMB polarization from Argentina <i>P. de Bernardis, P. Ade, G. Amico, D. Auguste, J. Aumont, S. Banfi, G. Barbarán, P. Battaglia, E. Battistelli, A. Baú, B. Bélier, D. Bennett, L. Bergé, J. P. Bernard, M. Bersanelli, M. A. Bigot-Sazy, N. Bleurvacq, J. Bonaparte, J. Bonis, G. Bordier, E. Bréelle, E. Bunn, D. Burke, D. Buzi, A. Buzzelli, F. Cavaliere, P. Chaniai, C. Chapron, R. Charlassier, F. Columbro, G. Coppi, A. Coppolecchia, F. Couchot, R. D’Agostino, G. D’Alessandro, G. De Gasperis, M. De Leo, M. De Petris, A. Di Donato, L. Dumoulin, A. Etchegoyen, A. Fasciszewski, C. Franceschet, M. M. Gamboa Lerena, B. García, X. Garrido, M. Gaspard, A. Gault, D. Gayer, M. Gervasi, M. Giard, Y. Giraud-Heraud, M. Gómez Berisso, M. González, M. Gradziel, L. Grandsire, E. Guerrard, J.-Ch. Hamilton, D. Harari, V. Haynes, S. Henrot-Versillé, D. T. Hoang, F. Incardona, E. Jules, J. Kaplan, A. Korotkov, C. Kristukat, L. Lamagna, S. Loucatos, T. Louis, A. Lowitz, V. Lukovic, R. Luterstein, B. Maffei, S. Marnieros, S. Masi, A. Mattei, A. May, M. McCulloch, M. C. Medina, L. Mele, S. Melhuish, A. Mennella, L. Montier, L. M. Mundo, J. A. Murphy, J. D. Murphy, E. Olivieri, C. O’Sullivan, A. Paiella, F. Pajot, A. Passerini, H. Pastoriza, A. Pelosi, C. Perbost, O. Perdereau, F. Pezzotta, F. Piacentini, M. Piat, L. Piccirillo, G. Pisano, G. Polenta, D. Prêle, R. Puddu, D. Rambaud, P. Ringegni, G. E. Romero, M. Salatino, A. Schillaci, C. Scóccola, S. Scully, S. Spinelli, M. Stolpovskiy, F. Suarez, A. Tartari, J.-P. Thermeau, P. Timbie, S. Torchinsky, M. Tristram, V. Truongcanh, G. Tucker, C. Tucker, S. Vanneste, D. Viganò, N. Vittorio, F. Voisin, B. Watson, F. Wicek, M. Zannoni, A. Zullo</i>	107

Estudio de fuentes difusas sobre el radiohalo de TXS 0828+193	
<i>M. Moyano, D. Merlo</i>	115
Primer estudio global sobre las relaciones fundamentales de la población de galaxias de tipo temprano en el cúmulo de Antlia	
<i>J. P. Calderón, L. P. Bassino, S. A. Cellone</i>	118
Evolution of the stellar metallicities of galaxies in the EAGLE simulation	
<i>M. E. De Rossi, R. G. Bower, A. S. Font, J. Schaye, T. Theuns</i>	121
Dust emission from the early Universe	
<i>M. E. De Rossi, V. Bromm</i>	124
Caracterización de galaxias elípticas en contexto cosmológico	
<i>L. J. Zenocratti, M. E. De Rossi, A. V. Smith Castelli, F. R. Faifer</i>	127
Orientation of galactic disks around Illustris voids	
<i>F. Davila Kurban, M. Lares, D. Garcia Lambas</i>	130
Galaxias huérfanas y sus efectos sobre el agrupamiento a gran escala	
<i>F. M. Delfino, C. G. Scóccola, C. A. Vega-Martínez, S. A. Cora</i>	133
Nuevos resultados del estudio del sistema de cúmulos globulares de la galaxia NGC6876	
<i>A. I. Ennistextbf, L. P. Bassinotextbf, J. P. Caso</i>	136
Estudio fotométrico del sistema de cúmulos globulares de NGC3613 mediante imágenes de GMOS	
<i>B. J. De Bórtoli, L. P. Bassino, J. P. Caso</i>	139
Gas de agujeros negros cosmológicos	
<i>E. M. Gutiérrez, F. L. Vieyro, G. E. Romero</i>	142
Propiedades fotométricas de las galaxias enanas de bajo brillo superficial en la zona central del grupo Pegasus I	
<i>N. González, S. A. Cellone, A. Smith Castelli, F. Faifer, C. Escudero</i>	145
Estudio en galaxias BCD: Mrk 600 y IIZw 33	
<i>F. Campuzano Castro, G. Bosch, G. Hägele, V. Firpo, D. Muthukrishna, M. Cardaci</i>	148
Evolución de la relación masa–metalicidad	
<i>F. Collacchioni, S. A. Cora, C. Lagos, C. Vega-Martínez</i>	151
Análisis cinemático con GMOS IFU: SDSSJ0839	
<i>G. Bosch, G. Hägele, R. Amorín, V. Firpo, M. Cardaci</i>	154
Formación de estructura a gran escala: Alineamiento de galaxias pares con filamentos cósmicos	
<i>V. Mesa, F. Duplancic, S. Alonso, M. R. Muñoz Jofré, D. Garcia Lambas</i>	157
EG. Estructura Galáctica	160
A deeper look at the impact of minor mergers on the observable properties of the Milky Way	
<i>F. A. Gómez</i>	160
Photometric and spectroscopic study in the region of Ruprecht 44 and the Galaxy structure	
<i>E. E. Giorgi, G. R. Solivella, G. Perren, R. A. Vázquez, G. Carraro</i>	167
La relevancia del caos en estrellas del halo local	
<i>N. P. Maffione, F. A. Gómez, P. M. Cincotta, C. M. Giordano</i>	170
Desenrollando corrientes estelares con SPADAS	
<i>M. F. Mestre, D. D. Carpintero</i>	173
MI. Medio Interestelar	176

The interstellar medium: from molecules to star formation	
<i>S. Paron</i>	176
HH 137: discovering new knots and a molecular outflow with Gemini and APEX	
<i>L. V. Ferrero, C. E. Cappa, H. P. Saldaño, M. Rubio, M. Gómez, G. Gunthardt</i>	183
Analysis of the $^{13}\text{CO}/^{18}\text{O}$ abundance ratio in young stellar objects and HII regions	
<i>M. B. Areal, S. Paron, M. Celis Peña, M. Ortega</i>	186
Study of the molecular gas towards the N11 region in the Large Magellanic Cloud	
<i>M. Celis Peña, M. Rubio, S. Paron, C. Herrera</i>	189
Molecular cloud properties in low-metallicity star forming regions	
<i>H. P. Saldaño, M. Rubio, K. Jameson, A. D. Bolatto</i>	192
SH. Sol y Heliosfera	195
Instabilities; shocks and turbulence in space and astrophysical plasmas	
<i>D. O. Gómez</i>	195
Comparación del estado termodinámico de la baja corona solar en tres ciclos solares	
<i>D. G. Lloveras, F. A. Nuevo, A. M. Vásquez</i>	201
Estudio del balance de energía en la corona solar con tres y cuatro bandas de SDO/AIA	
<i>C. Mac Cormack, F. A. Nuevo, A. M. Vásquez, M. López Fuentes, R. A. Frazin, E. Landi</i>	204
Shifting and broadening of coronal spectral lines by nanoflare heating	
<i>M. López Fuentes, J. A. Klimchuk</i>	207
Coronal disturbances between 13 and 16 February 2011: Similarities and differences	
<i>C. Francile, F. M. López, H. Cremades, C. H. Mandrini, G. Cristiani, M. L. Luoni</i>	210
Caracterización de las funciones de distribución de probabilidad de áreas de la Red SOON (Solar Optical Observing Network)	
<i>L. Leuzzi, L. Balmaceda, C. Francile</i>	213
Eyecciones coronales de masa asociadas a una región superactiva	
<i>H. Cremades, F. M. López, C.H. Mandrini, A. Gulisano, C. N. Francile, G. Cristiani, M. V. Gutierrez-Escate</i>	216
Evolución morfológica de una eyección coronal de masa	
<i>I. Cabello, H. Cremades, L. Balmaceda</i>	219
SE. Sistemas Estelares	222
Cúmulos Estelares de las Nubes de Magallanes	
<i>M. C. Parisi</i>	222
Localizando en la Galaxia al cúmulo inmerso DBS 113	
<i>G. Baume, M. Corti, J. Borissova, J. A. Molina-Lera</i>	228
Identificación de agrupaciones estelares mediante reconocimiento de patrones	
<i>C. Feinstein, G. Baume, M. J. Rodriguez</i>	231
Estudio multibanda en el complejo RCW95	
<i>M. A. Corti, G. L. Baume, L. A. Suad, J. Borissova</i>	234
Fotometría de Washington de 6 cúmulos abiertos ubicados a bajas latitudes galácticas	
<i>M. C. Parisi, J. J. Clariá, T. Palma, A. V. Ahumada, C. G. Oviedo</i>	237
Metalicidades y velocidades radiales precisas de cúmulos globulares pertenecientes al bulbo de la Vía Láctea	
<i>M. C. Parisi, D. Geisler, R. Cohen, F. Mauro, S. Villanova, I. Savianne</i>	240

Propiedades espectrales integradas de 7 cúmulos abiertos compactos de características poco conocidas <i>M. A. Oddone, A. V. Ahumada, J. J. Clariá, E. Bica</i>	243
La población de estrellas variables de NGC 6362 <i>J. A. Ahumada, A. Arellano Ferro, I. H. Bustos Fierro, J. H. Calderón, N. Morrell</i>	246
Estudio espectroscópico en el infrarrojo cercano de tres cúmulos estelares de la región intermedia de la Nube Menor de Magallanes <i>L. V. Gramajo, M. C. Parisi, D. Geisler, J. J. Clariá, S. Vásquez, G. Da Costa</i>	249
Determinación de parámetros fotométricos de tres candidatos a cúmulos abiertos detectados en el infrarrojo <i>T. Canavesi, E. E. Giorgi, G. R. Solivella, A. Cruzado, R. A. Vázquez</i>	252
Estudio espectral integrado de cúmulos abiertos: un nuevo template de edad intermedia <i>J. J. Clariá, A. V. Ahumada, E. Bica, D. B. Pavani, M. C. Parisi</i>	255
SSE. Sistemas Solar y Extrasolares	258
Estudios demográficos de discos protoplanetarios en la era de ALMA <i>L. Cieza</i>	258
Estudio de la evolución orbital de Fobos debido a la interacción de mareas y su relación con la propiedades físicas de Marte <i>S. H. Luna, M. D. Melita, H. D. Navone</i>	265
Origen y evolución orbital de Fobos: Exploración de una hipótesis de captura <i>S. H. Luna, M. D. Melita, H. D. Navone</i>	268
Formación de planetas gigantes y fragmentación de planetesimales <i>I. L. San Sebastián, O. M. Guilera, M. G. Parisi</i>	271
Propiedades de planetas y enanas marrones en estrellas jóvenes <i>F. V. Lovos, M. Gómez, J. A. Ahumada</i>	274
Mundos de agua en presencia de perturbadores masivos <i>M. B. Sánchez, G. C. de Elía, L. A. Darriba</i>	277
HEDA. Historia, Enseñanza y Divulgación de la Astronomía	280
La enseñanza de la Astronomía: nuestro vínculo con la gente <i>N. Camino</i>	280
O. Otros	285
ArxCODE: Prototipo de software para el análisis de riesgo por colisión con desechos espaciales <i>M. C. Valenti, M. Colazo</i>	285
El Sistema Nacional de Computación de Alto Desempeño <i>S. Nakano Koga, M. Colazo</i>	288
Revisión de programas de sonorización y estudio de accesibilidad de bases de datos astronómicos <i>J. Casado, A. Cancio, B. García, W. Diaz-Merced, G. Jaren</i>	291
Índice de autores	295

Los vientos de las estrellas supergigantes B Causas y efectos

L. S. Cidale^{1,2,3}

¹ *Facultad de Ciencias Astrónomicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

³ *Instituto de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Chile*

Contacto / lydia@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Los vientos de las estrellas supergigantes B son impulsados principalmente por radiación. Sin embargo, sus propiedades son muy distintas cuando se consideran los efectos de la rotación estelar, la ionización y/o la turbulencia. En este artículo se presenta nuestro actual conocimiento sobre las características de los vientos estacionarios de las estrellas masivas, el salto de biestabilidad, los efectos causados por la presencia de estructuras de densidad variables, la formación de discos circunestelares, y la importancia que tiene el estudio de la pérdida de masa y su diagnóstico.

Abstract / Winds of B supergiants are driven mainly by radiation. However, their properties are very different when considering the effects of stellar rotation, ionization and/or turbulence. Here we outline our current knowledge about the characteristics of stationary stellar winds in massive stars, the bistability jump, the effects caused by the presence of variable density structures, the formation of circumstellar discs, and the importance of the study of the mass-loss rate and its diagnosis.

Keywords / stars: early-type — stars: mass-loss — stars: circumstellar matter

1. Introducción

Las estrellas de tipo espectral OBA constituyen una pequeña fracción de la población estelar. Sin embargo, éstas desempeñan un papel fundamental en la ionización, estructura y dinámica de las galaxias. A través de eventos de eyección de materia (e.g., vientos estelares*, erupciones esporádicas de masa y supernovas) entregan al medio circunestelar enormes cantidades de energía y momento. Los vientos estelares interactúan con el medio interestelar, enriqueciéndolos con elementos procesados en el interior de las estrellas, y dando lugar a la formación de estructuras tipo burbujas, anillos, y arcos de choque (*bow-shocks*), ver Fig 1. Dependiendo de la cantidad de masa eyectada, activan, regulan o interrumpen la formación estelar en cúmulos (Bresolin et al., 2008) y, a su vez, también modifican el estado evolutivo posterior de la propia estrella (e.g., la escala de tiempo evolutivo y la masa del núcleo; Meynet et al., 1994), generando luego diferentes tipos de remanentes de supernovas (Woosley et al., 2002).

2. Vientos impulsados por radiación

Los vientos estelares de las estrellas masivas son acelerados por la radiación UV que interactúa con la materia (Milne, 1926), proceso que es facilitado por el efecto Doppler causado por el gradiente de velocidades.

*Flujo continuo de partículas que escapa de la superficie de una estrella.



Figura 1: Panel izquierdo: Nebulosa Burbuja, complejo S162 que presenta ~ 3 pc de diámetro. Panel derecho: Sher 25, una supergigante B con una estructura anular y eyección de masa polar con frente de choque. Crédito de la imagen: NASA, ESA, el equipo del Hubble Heritage (STScI / AURA).

Los principios de la teoría de los vientos impulsados por radiación fueron desarrollados por Lucy & Solomon (1970) y Castor et al. (1975), actualmente denominada teoría CAK. Estos autores mostraron la importancia y eficiencia que tiene un conjunto de líneas espectrales para transferir impulso de los fotones a un plasma y generar un flujo de partículas saliente desde una estrella puntual. Mejoras a esta teoría fueron realizadas por Pauldrach et al. (1986) y Friend & Abbott (1986), quienes consideraron el tamaño finito del disco estelar (formulación m-CAK) y los efectos inducidos por la rotación estelar.

La dinámica del viento se describe con las ecuaciones

de continuidad y conservación de momento,

$$4\pi r^2 \rho v = \dot{M}, \quad (1)$$

y

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM(1-\Gamma_E)}{r^2} + \frac{v_\phi^2(r)}{r} + g^{\text{line}}, \quad (2)$$

donde r es la coordenada radial, \dot{M} es la tasa de pérdida de masa, v es la velocidad del fluido, y dv/dr es el gradiente de velocidad. El factor de Eddington, Γ_E , es el cociente entre la aceleración de Thomson y la gravitatoria. La presión del gas ideal, $p = a^2 \rho$, se describe en términos de la velocidad del sonido, a , y la densidad de masa ρ . La aceleración centrífuga se expresa en función de $v_\phi = v_{\text{rot}}(\theta) R_*/r$, que resulta de la conservación de momento angular, y depende de la latitud θ a través de la velocidad de rotación, v_{rot} . Finalmente, $g^{\text{line}} = g^{\text{line}}(\rho, dv/dr, n_E)$ es la aceleración radiativa y n_E es la densidad de electrones.

La contribución de numerosas líneas espectrales, ópticamente delgadas y gruesas, definen la aceleración de la radiación del viento, y el cálculo de g^{line} puede expresarse en términos de tres parámetros, denominados parámetros de la fuerza de línea: α , δ y k (Abbott, 1982),

$$g^{\text{line}} = \frac{C}{r^2} f_D(r, v, dv/dr) \left(r^2 v \frac{dv}{dr} \right)^\alpha \left(\frac{n_E}{W(r)} \right)^\delta, \quad (3)$$

donde C es un coeficiente y \dot{M} el autovalor,

$$C = \Gamma_E G M k \left(\frac{4\pi}{\sigma_E v_{\text{th}} \dot{M}} \right)^\alpha, \quad (4)$$

y f_D es el factor de corrección por disco finito.

En esta formulación, α da la proporción entre líneas ópticamente gruesas y delgadas, δ representa el cambio en la ionización a lo largo del viento, y k es el número de líneas efectivas que impulsan al viento. $W(r)$ es el factor de dilución, σ_E es el coeficiente de absorción Thomson, y v_{th} es la velocidad térmica de los protones. En esta última expresión, n_E está representado en unidades de 10^{-11} cm^{-3} .

La solución de la ecuación se calcula numéricamente y debe cumplir en el punto singular con las condiciones de regularidad y singularidad. Esta solución puede aproximarse por una expresión analítica, $v(r) = v_\infty (1-b/r)^\beta$, conocida como la ley β de velocidades (ver Fig. 2), donde v_∞ es la velocidad terminal del viento, y b es un radio de referencia próximo a la estrella.

La teoría estándar de vientos impulsados por radiación predice dos relaciones importantes: una es la dependencia del cociente v_∞/v_{esc} (v_{esc} , velocidad de escape) como función de la temperatura efectiva, y otra es la relación luminosidad-momento del viento (WLR) definida por $\dot{M} v_\infty \propto R_*^{-0.5} L^{(1/\alpha_{\text{ef}})}$, donde $\alpha_{\text{ef}} = \alpha - \delta$, y L es la luminosidad de la estrella (Kudritzki et al., 1989, 1999). Esta última relación cobró importancia dado que permitiría determinar las distancias a las estrellas con sólo conocer los parámetros del viento (ver discusión en la Sec.3.3.).

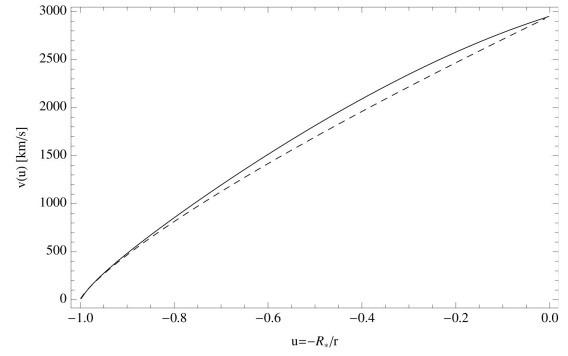


Figura 2: Comparación entre una ley β (con $\beta=0.8$ y $v_\infty = 2950 \text{ km s}^{-1}$, línea a trazos) y la solución hidrodinámica de una estrella O para un caso sin rotación (línea continua). Crédito de la figura Araya (2012).

3. Confrontación con observaciones

Para poder discutir la teoría estándar de vientos impulsados por radiación es necesario obtener datos de observaciones espectroscópicas de estrellas masivas. A tal fin debemos contar con valores precisos de los siguientes parámetros: T_{ef} , $\log g$, R_* , v_{rot} , \dot{M} , y v_∞ . A continuación describimos brevemente cómo obtenerlos y discutimos las propiedades de los vientos.

3.1. Parámetros del viento y la fotosfera

Los dos parámetros más importantes del viento son la tasa de pérdida de masa (\dot{M}) y la velocidad terminal (v_∞), que se obtienen combinando observaciones, conceptos teóricos y sofisticados modelos. Dada una hidrodinámica $v(r)$ y $\rho(r)$, se procede a calcular el espectro de líneas de una estrella, vía la ecuación de transporte para la radiación en un medio en movimiento. En el rango óptico, el espectro sintético se compara con observaciones de $H\alpha$, ya que es una línea de recombinación y su emisión es $\propto \rho^2$, por lo que es ideal para derivar tasas de pérdida de masa (Puls et al., 2008). Luego, se modifica la hidrodinámica hasta obtener el mejor ajuste (ver Fig. 3, panel izquierdo). El mismo modelado permite también ajustar las líneas fotosféricas (ver Fig. 3, panel derecho) obteniendo, además, los parámetros fundamentales (T_{ef} , $\log g$ y v_{rot}) de cada estrella, utilizando el equilibrio de ionización entre SiIII/SiII, SiIV/SiIII y HeII/HeI.

Es conveniente conocer R_* y v_∞ en forma independiente. El valor de R_* depende de la distancia a la estrella y v_∞ suele determinarse de las líneas de resonancia UV. Incertezas en estos parámetros llevan a indeterminaciones en \dot{M} y a la falta de unicidad de los modelos. Puls et al. (2008) recomienda usar el parámetro de escala “invariante de profundidad óptica”, $Q = \dot{M}/(R_* v_\infty)^{1.5}$, que es apto para utilizar con líneas de recombinación.

La Tabla 1 presenta, a modo de ejemplo, una lista de valores típicos de parámetros del viento y de la fotosfera, obtenidos por diferentes autores con diferentes métodos.

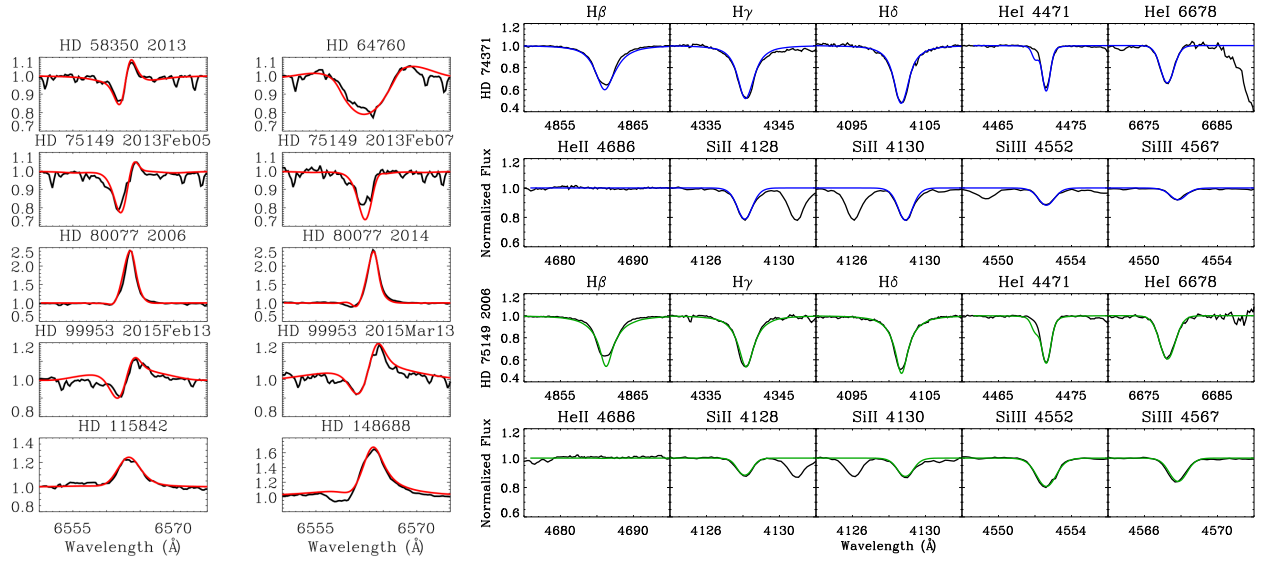


Figura 3: Panel izquierdo: Ajuste de perfiles sintéticos de H α a perfiles observados en supergigantes B. Panel derecho: idem pero para líneas fotosféricas. Crédito: figura adaptada de Haucke et al. (2018).

Tabla 1: Parámetros del viento derivados por diferentes autores. Tabla adaptada de Haucke et al. (2018).

Name	T_{eff} K	$\log g$ dex	β	$\dot{M} \times 10^{-6}$ $M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$	v_{∞} km s^{-1}	$v \sin i$ km s^{-1}	R_{\star} R_{\odot}	$\log (L/L_{\odot})$ dex	$\log Q$	Ref.
HD 38 771	25 000	2.70	1.5	0.14	1 500	80	13	4.78	-13.29	Haucke et al. (2018)
	26 000	3.00	1.1	1.20	1 390	91	27.0	5.48	-12.78	Searle et al. (2008)
	26 500	2.90	1.5	0.90	1 525	83	22.2	5.35	-12.84	Crowther et al. (2006)
	27 500	3.00	1.0	0.27	1 350	80	13.0	4.94	-12.94	Kudritzki et al. (1999)
	27 500	3.00				80		4.68		McErlean et al. (1999)
	26 000	3.07			1 870	81	28	5.52		Gathier et al. (1981)
HD 42 087	16 500	2.45	2.0	0.57	700	80	55	5.31	-13.12	Haucke et al. (2018)
	18 000	2.50	1.2	0.50	650	71	36.6	5.11	-12.87	Searle et al. (2008)
	19 000	2.30		0.20				5.08		Benaglia et al. (2007)
	17 150			0.20	735	71	26.0	4.72	-13.12	Morel et al. (2004)
	20 500	2.50	3.0	0.11	735	60	35.2	5.30	-13.58	Kudritzki et al. (1999)
	20 500	2.55				60		4.96		McErlean et al. (1999)

3.2. Ley de velocidad y salto de biestabilidad

Una característica distintiva de las estrellas supergigantes B tardías es que presentan valores del parámetro β , entre 1 y 3 (Crowther et al., 2006; Markova & Puls, 2008), que son mayores a los calculados por Abbott (1982, $\beta \sim 0.8$). Por otra parte, las velocidades terminales observadas son más bajas que las esperadas para su luminosidad. Lamers et al. (1995) encontraron una discontinuidad abrupta en la velocidad terminal del viento alrededor de 21 000 K, a la que denominaron “salto de biestabilidad en temperatura”. Posteriormente, Pelupessy et al. (2000) atribuyeron la existencia del salto de biestabilidad (teóricamente encontrado en 25 000 K) al cambio de opacidad originado por la recombinación de Fe IV a Fe III, indicando cambios en los parámetros α , δ y k . Luego, empleando una muestra más extensa Crowther et al. (2006) reportaron que la caída no es tan abrupta como se creía, lo que permitió a Markova & Puls (2008) definir observacionalmente un rango de temperatura más amplio para esta discontinuidad ($18\,000 \text{ K} < T_{\text{ef}} < 23\,000 \text{ K}$), ver Fig. 4.

A partir de estudios observacionales, Markova & Puls (2008) y Haucke et al. (2018) concluyeron que una

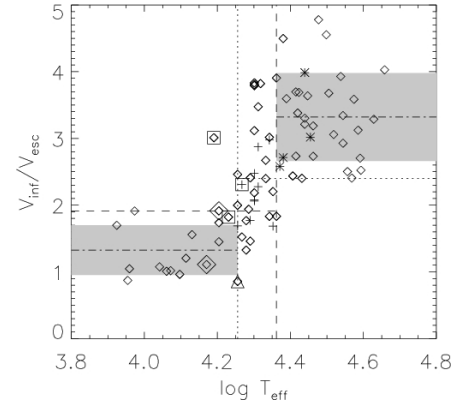


Figura 4: Salto de biestabilidad en temperatura. La región de biestabilidad está delimitada por líneas verticales, rango $18\,000 \text{ K} < T_{\text{ef}} < 23\,000 \text{ K}$. Las bandas grises definen el error al valor teórico esperado para $v_{\infty}/v_{\text{esc}}$, 1.3 en la región de las estrellas frías (a la izquierda del salto de biestabilidad) y 3.3 en la región de las estrellas calientes (a la derecha del salto de biestabilidad). Figura extraída de Markova & Puls (2008).

caída del cociente en v_∞/v_{esc} implica un decrecimiento en \dot{M} , resultado que contradice el cálculo teórico de Vink et al. (1999) quienes sugieren que si $\dot{M}v_\infty$ se mantiene constante en el salto, un decrecimiento en v_∞/v_{esc} será acompañado de un incremento en \dot{M} , en un factor 2 ó 3.

3.3. Relación luminosidad-momento del viento

La relación WLR empírica encontrada por Kudritzki et al. (1999) ajusta bien con los valores teóricos de las supergigantes de tipos espectrales O-B1, pero para las estrellas supergigantes más tardías (B1.5-B9) puede observarse que esta relación cae sistemáticamente por debajo de la anterior, ver Fig. 5.

Sin embargo, Haucke et al. (2018) encontraron dos relaciones diferentes: una para las estrellas supergigantes más tempranas que B1.5 y la otra para las B2-B9, como se ilustra en la Fig. 6. La relación que presenta mayor pendiente concuerda con la predicha teóricamente por Vink (2000). En el mismo trabajo, Haucke et al. (2018) hallaron que los vientos de las estrellas B más tempranas se caracterizan con valores de $\beta < 2$ y $v_\infty > 500$ km s⁻¹, mientras que los de las estrellas de tipos intermedios y tardíos tienen valores de $\beta < 2$ y $v_\infty < 500$ km s⁻¹, presentando claramente otro régimen de velocidad, además, de una diferente pendiente en la relación WLR.

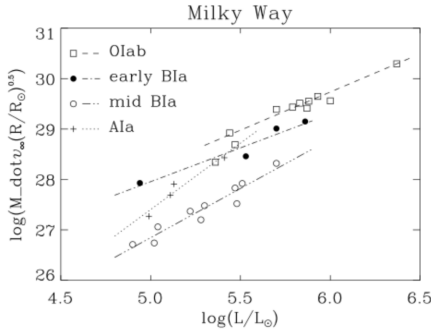


Figura 5: Relación luminosidad-momento del viento derivada empíricamente para estrellas OBA. Figura extraída de Kudritzki et al. (1999).

4. Nuevas soluciones de vientos impulsados por radiación

4.1. Soluciones de vientos lentos con alta rotación

Friend & Abbott (1986) encontraron que no era posible hallar una solución tipo transónica en el plano ecuatorial, para estrellas con muy alta rotación ($v_{\text{rot}} > 0.7 v_c$, donde v_c es la velocidad crítica de rotación). En un trabajo de revisión posterior, Curé (2004) descubrió una nueva solución con una región subcrítica extendida, donde el fluido presenta una aceleración menor a la que predice la teoría m-CAK, dado que el punto crítico de la nueva solución está más alejado de la superficie de la estrella (ver Fig. 7). En contraposición a la solución

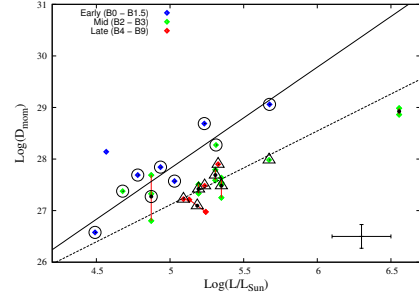


Figura 6: Relación luminosidad-momento del viento derivada para las estrellas B supergigantes tempranas y tardías. Cada grupo presenta distintos regímenes de velocidad (ver detalles en el texto). Figura extraída de Haucke et al. (2018).

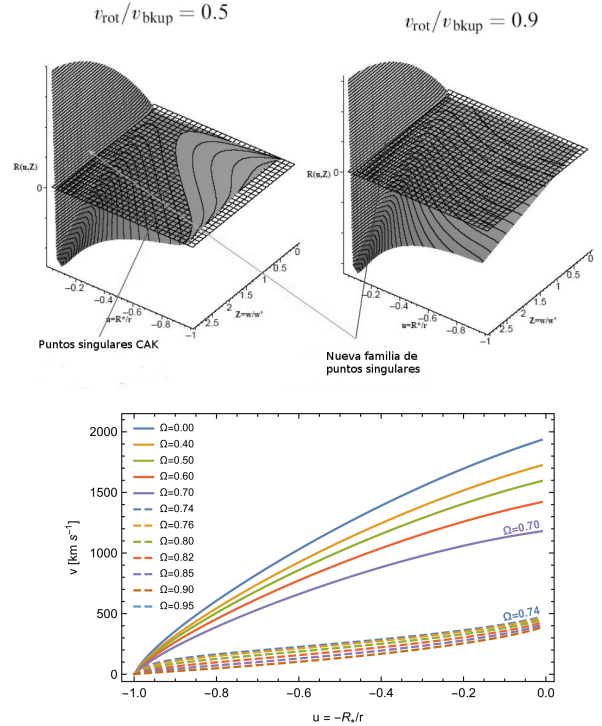


Figura 7: Panel superior: Posición de los puntos críticos para la solución estándar (izquierda) y la solución Ω – lenta (derecha). Panel inferior: Comportamiento de las distintas soluciones hidrodinámicas con $\Omega = v_{\text{rot}}/v_c$: régimen rápido y régimen lento. Figura panel superior cedida por M. Curé; figura panel inferior extraída de Araya (2017).

estándar (solución rápida), la nueva solución se denomina Ω -lenta. El hecho que haya un cambio de velocidad para $\Omega = v_{\text{rot}}/v_c \sim 0.75 - 0.85$ (Curé, 2004; Madura et al., 2007), sugiere que los objetos que presentan alta rotación podrían presentar dos regímenes de velocidades diferentes. Así, dada la dependencia de la aceleración centrífuga con la latitud (Eq. 2), la solución rápida deja de existir y surge un viento lento y denso cerca del plano ecuatorial. Este escenario puede describir la formación de discos en algunas estrellas B[e], como se muestra en la Fig. 8.

En un estudio reciente sobre la estabilidad de las

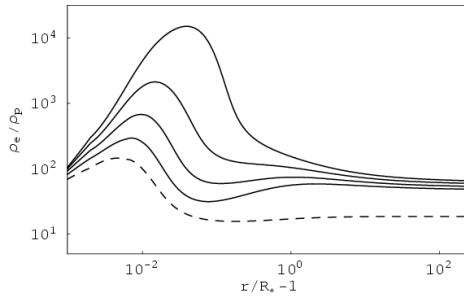


Figura 8: Contraste de densidad entre el polo y el ecuador debido al efecto de la alta rotación y un cambio en los parámetros de la fuerza de la línea. Crédito: Figura extraída de Curé et al. (2005).

soluciones Ω -lenta, Araya et al. (2018) encontraron regiones de coexistencia, donde se espera un cambio de un régimen rápido (solución estándar) a uno lento. Esto indicaría que, ante perturbaciones de gran amplitud en la base del viento, se podría desencadenar la formación de un disco ecuatorial, sin que el objeto rote necesariamente a velocidades próximas a la velocidad de rotación crítica. Esta teoría puede tener importantes implicancias en la descripción de los discos de las estrellas Be (estrellas con líneas en emisión no supergigantes).

4.2. Soluciones de vientos lentos con baja rotación

El hecho de haber encontrado nuevas soluciones hidrodinámicas, llevaron a Curé et al. (2011) a explorar el efecto del parámetro δ , que describe el cambio en la ionización del viento, sobre las soluciones hidrodinámicas, empleando el código HYDWIND (Curé, 2004). Estos autores encontraron que cuando $\delta > 0.2$, existe otra solución lenta (δ -lenta) que está presente tanto para bajas como altas rotaciones. Esta nueva solución refleja el comportamiento de la relación empírica WLR de las estrellas supergigantes A.

Un estudio topológico de las soluciones lentas fue realizado recientemente por Venero et al. (2016), quienes demostraron que el régimen rápido está siempre presente en estrellas con $T_{\text{ef}} > 25\,000$ K, mientras que en las estrellas B de tipos espectrales medio podrían desarrollarse vientos rápidos o vientos lentos. Los dos regímenes están separados por una zona de inestabilidad (ver Fig. 9) donde existe un flujo no estacionario que evoluciona formando una estructura con quiebre, tipo *kink* (ver Fig. 10). Estas estructuras enrarecen el medio y podrían ser responsables de la formación y evolución de las componentes discretas (DACS), que se desplazan sobre los perfiles P Cygni de las líneas UV de elementos altamente ionizados. Estos autores demuestran, además, que los modelos calculados con la solución δ -lenta y con $T_{\text{ef}} < 17\,000$ K, predicen un decrecimiento tanto en la velocidad terminal del viento como en la tasa de pérdida de masa, como puede verse en el panel superior de la Fig. 9. Este resultado concuerda con los parámetros medidos para las estrellas que se ubican en el lado izquierdo del salto de biestabilidad (Haucke et al., 2018).

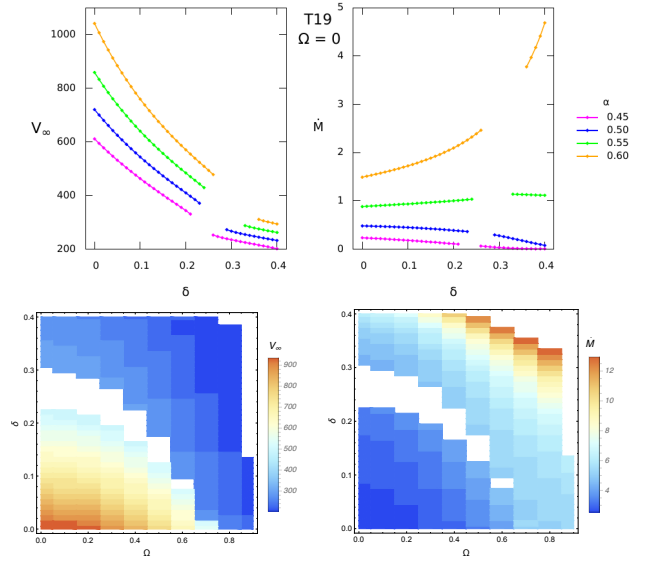


Figura 9: Panel superior: Comportamiento de v_∞ y \dot{M} en función de α y δ para un modelo de estrella supergigante con $T_{\text{ef}} > 19\,000$ K. Se aprecia la presencia de una brecha donde no hay soluciones estacionarias. Panel inferior. Idem pero representado en un mapa en falso color. La brecha donde no hay soluciones corresponde a la banda blanca.

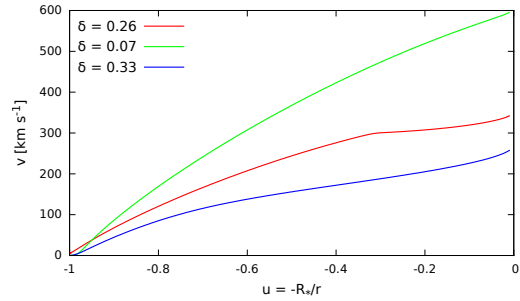


Figura 10: Comportamiento de las soluciones en la región de un régimen rápido (curva superior), lento (curva inferior) y en la región de la brecha (curva del medio). La curva del medio presenta una estructura con quiebre (*kink*). El cálculo fue realizado con el código Zeus. Figura extraída de Venero et al. (2016).

4.3. Vientos no homogéneos

Los vientos impulsados por radiación son inestables ante perturbaciones en escalas del orden de la longitud de Sobolev (Owocki & Rybicki, 1984). Owocki et al. (1988), Feldmeier (1995) y Dessart & Owocki (2005) mostraron que un crecimiento no lineal en las inestabilidades conducía a rarefacciones de alta velocidad que producen fuertes ondas de choque inversas. Al comprimirse el material se generan grumos densos separados por grandes regiones de menor densidad, que se denominan *clumps*. Si los “grumos” son ópticamente delgados éstos se mueven a la velocidad del viento, y su densidad es mayor a la del viento CAK en un factor D (factor de *clumping*). En esta aproximación, la densidad entre grumos es despreciada. Como consecuencia el valor de \dot{M} que se mide en

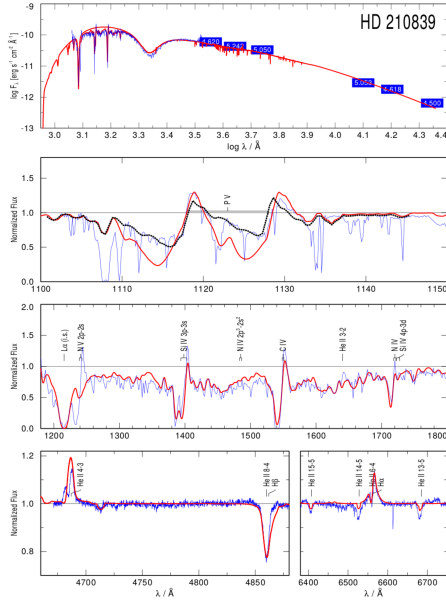


Figura 11: Panel superior: Mejor ajuste al espectro observado, bandas UBVJHK, espectro sintético sin *macroclumping* (líneas rojas), con *macroclumping* (líneas negras) y observado (líneas azules). Paneles del medio e inferior: Idem panel superior pero para el espectro de P v. Figura extraída de Šurlan et al. (2013).

las líneas de recombinación ($\propto \rho^2$) estará sobreestimado en un factor \sqrt{D} , si estas inestabilidades son despreciables ($D \sim 2 - 3$). La aproximación de *macroclumping* considera que los grumos pueden ser ópticamente opacos a ciertas frecuencias (Oskinova et al., 2007; Šurlan et al., 2013), obteniendo de esta forma un valor que no depende de la línea espectral estudiada. El estudio realizado por Šurlan et al. (2013) indica que la aproximación de *macroclumping* explicaría las discrepancias en las mediciones de \dot{M} realizadas en distintos rangos espectrales. La Fig. 11 compara un espectro observado con aquellos calculados con y sin la aproximación de *macroclumping*.

Sin embargo, aún no es claro cómo afecta el factor de clumping a la pérdida de masa de las estrellas B más tardías que B1, donde las discrepancias observadas respecto a las predicciones teóricas podrían atribuirse al salto de biestabilidad. Es importante, entonces, estudiar con mayor profundidad las propiedades de los vientos de las supergigantes B y su variabilidad.

5. Pérdida de masa vs. pulsaciones

Las estrellas supergigantes son variables fotométricas y espectroscópicas (e.g., Kaufer et al., 1996, 2006; Waelkens et al., 1998; Lefever et al., 2007; Clarke, 2010). Estas estrellas presentan pulsaciones e intensos vientos estelares. Las propiedades pulsacionales de las estrellas cambian drásticamente dependiendo de si éstas evolucionan a la fase de supergigante roja (SR) o si están retornando a la fase de supergigante azul (*loop azul*). Saio et al. (2013) demostraron que en las fases previas a SR las estrellas presentan unos pocos modos de pulsaciones, principalmente no radiales, mientras que cuando

evolucionan hacia la región del *loop azul* pulsan en modos radiales y no radiales (ver Fig. 12), e incluso modos extraños (*strange*) con períodos de 10-100 días.

Los modos extraños de pulsación han sido detectados en sólo dos estrellas (Aerts et al., 2010; Kraus et al., 2015). Kraus y colaboradores describen las variaciones observadas en el viento de 55 Cyg (modelando las variaciones de la línea H α) y las de las líneas fotosféricas, y concluyen que los modos radiales extraños podrían estar vinculados con dicha variabilidad. Estos autores identificaron 19 frecuencias, donde una de ellas se corresponde a un período de 22.5 días. Esta propuesta fue demostrada teóricamente por Yadav & Glatzel (2016), quienes calcularon pulsaciones radiales no adiabáticas y encontraron teóricamente el período y \dot{M} observado en 55 Cyg.

En base al trabajo de Kraus et al. (2015), Haucke et al. (2018) modelaron 19 estrellas B supergigantes variables y compararon las tasas de pérdida de masa obtenidas con datos publicados previamente (como se resumen en Tabla 1), empleando un parámetro invariante: $Q_r = \dot{M}/R_*^{1.5}$. Estos autores encontraron que los cocientes de los valores de Q_r máximos y mínimos encontrados correlacionan con el período fotométrico o espectroscópico más largo observado en las estrellas con tipos espectrales B2-B9 (ver Fig. 13). Esta relación empírica también sugiere que la amplitud de la variación en la pérdida de masa podría estar relacionada con los modos extraños de pulsación, que tienen períodos mayores a 6 días.

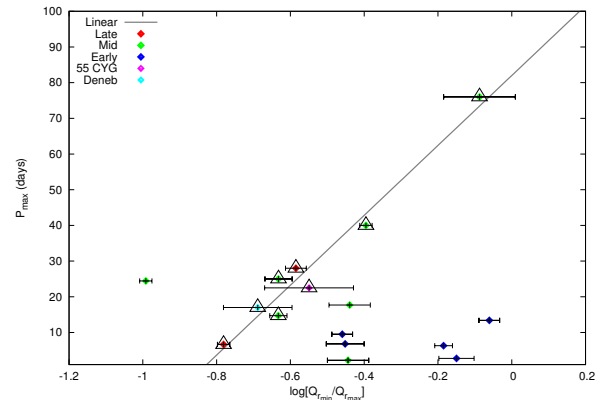


Figura 13: Cociente entre los valores mínimo y máximo de $Q_r = \dot{M}/R_*^{1.5}$ como función del período fotométrico o espectroscópico más largo reportado en la literatura. La relación lineal fue obtenida usando los datos indicados con triángulos. Figura extraída de Haucke et al. (2018).

6. Conclusiones

Los vientos estelares están fundamentalmente impulsados por radiación y actualmente se conocen tres regímenes de velocidad que dependen de la rotación estelar y el grado de ionización del viento. La solución rápida (o solución estándar, existe si $v_{\text{rot}} < 0.7 v_c$ y $\delta < 0.2$), la solución Ω -lenta (existe si $v_{\text{rot}} > 0.75 - 0.85 v_c$) y

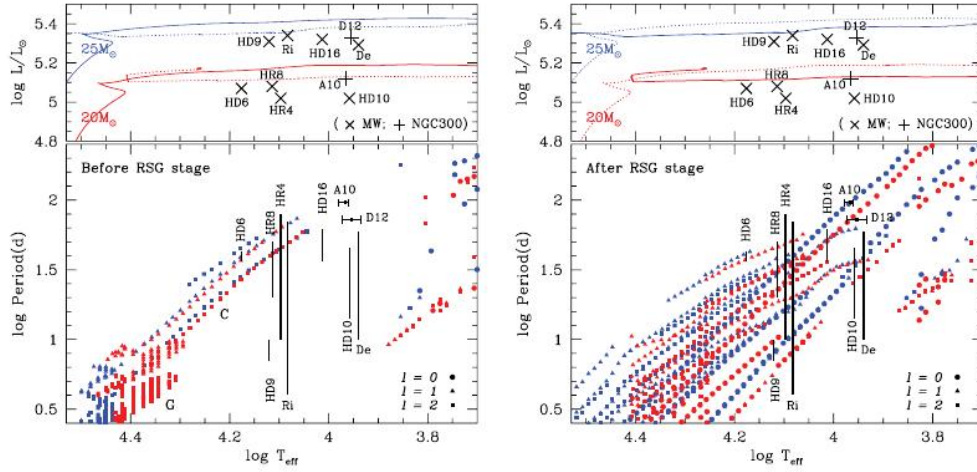


Figura 12: Paneles superiores: Caminos evolutivos de estrellas con 20 y 25 M_{\odot} con rotación. Paneles inferiores: Períodos de pulsación excitados, el gráfico de la izquierda corresponde a modelos que evolucionan a la fase de supergigante roja y el de la derecha representa estrellas en la *loop azul* provenientes de la fase supergigante roja. Figura extraída de Saio et al. (2013).

la solución δ -lenta (cuando $\delta > 0.2$ y no depende de v_{rot}). Los vientos lentos presentan velocidades terminales más bajas y densidades más altas que un viento rápido, por lo que pueden favorecer la formación de discos, especialmente en la región de coexistencia de soluciones. Por otra parte, estas soluciones podrían explicar la existencia de dos relaciones WLR, dado que las estrellas que ajustan las diferentes relaciones tienen distintas propiedades hidrodinámicas. Finalmente, es interesante resaltar la correlación encontrada entre la amplitud de la variación de la pérdida de masa con el período de variación más largo observado. El estudio de la variabilidad del viento es un tema que merece mucha atención dado que podría estar estrechamente vinculada a modos extraños de pulsaciones radiales.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido desarrollado en el marco de los proyectos de CONICET (PIP 0177), La Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (PICT 2016-1971), y el Programa de Incentivos (G11/137) de la Universidad Nacional de La Plata (UNLP), Argentina. L.C. agradece al proyecto CONICYT + PAI/Atracción de capital humano avanzado del extranjero (folio PAI80160057) por el apoyo brindado.

Referencias

- Abbott D. C., 1982, ApJ, 259, 282
Aerts C., et al., 2010, A&A, 513, L11
Araya I., et al., 2018, MNRAS
Araya I., 2012, Magister Thesis, Universidad de Valparaíso, Chile
Araya I., 2017, Ph.D. Thesis, Universidad de Valparaíso, Chile
Benaglia P., et al., 2007, A&A, 467, 1265
Bresolin F., Crowther P. A., Puls J., eds., 2008, Massive Stars as Cosmic Engines IAU Symposium Vol. 250
Castor J. I., Abbott D. C., Klein R. I., 1975, ApJ, 195, 157
Clarke D. A., 2010, ApJS, 187, 119
Crowther P. A., Lennon D. J., Walborn N. R., 2006, A&A, 446, 279
Curé M., Rial D. F., Cidale L., 2005, A&A, 437, 929
Curé M., Cidale L., Granada A., 2011, ApJ, 737, 18
Curé M., 2004, ApJ, 614, 929
Dessart L., Owocki S. P., 2005, A&A, 437, 657
Feldmeier A., 1995, A&A, 299, 523
Friend D. B., Abbott D. C., 1986, ApJ, 311, 701
Gathier R., Lamers H. J. G. L. M., Snow T. P., 1981, ApJ, 247, 173
Haucke M., et al., 2018, A&A, in press
Kaufer A., et al., 1996, A&A, 305, 887
Kaufer A., et al., 2006, A&A, 447, 325
Kraus M., et al., 2015, A&A, 581, A75
Kudritzki R. P., et al., 1989, A&A, 219, 205
Kudritzki R. P., et al., 1999, A&A, 350, 970
Lamers H. J. G. L. M., Snow T. P., Lindholm D. M., 1995, ApJ, 455, 269
Lefever K., Puls J., Aerts C., 2007, A&A, 463, 1093
Lucy L. B., Solomon P. M., 1970, ApJ, 159, 879
Madura T. I., Owocki S. P., Feldmeier A., 2007, ApJ, 660, 687
Markova N., Puls J., 2008, A&A, 478, 823
McErlean N. D., Lennon D. J., Dufton P. L., 1999, A&A, 349, 553
Meynet G., et al., 1994, A&AS, 103, 97
Milne E. A., 1926, MNRAS, 86, 459
Morel T., et al., 2004, MNRAS, 351, 552
Oskinova L. M., Hamann W.-R., Feldmeier A., 2007, A&A, 476, 1331
Owocki S. P., Rybicki G. B., 1984, ApJ, 284, 337
Owocki S. P., Castor J. I., Rybicki G. B., 1988, ApJ, 335, 914
Pauldrach A., Puls J., Kudritzki R. P., 1986, A&A, 164, 86
Pelupessy I., Lamers H. J. G. L. M., Vink J. S., 2000, A&A, 359, 695
Puls J., Vink J. S., Najarro F., 2008, A&A, 16, 209
Saio H., Georgy C., Meynet G., 2013, MNRAS, 433, 1246
Searle S. C., et al., 2008, A&A, 481, 777
Šurlan B., et al., 2013, A&A, 559, A130
Venero R. O. J., et al., 2016, ApJ, 822, 28
Vink J. S., de Koter A., Lamers H. J. G. L. M., 1999, A&A, 350, 181
Vink J. S., 2000, PhD thesis, Universiteit Utrecht
Waelkens C., et al., 1998, A&A, 330, 215
Woosley S. E., Heger A., Weaver T. A., 2002, Reviews of Modern Physics, 74, 1015
Yadav A. P., Glatzel W., 2016, MNRAS, 457, 4330

Estudio fotométrico de la variabilidad estelar en la región del cúmulo abierto NGC 4349

C.G. Oviedo¹, T. Palma^{2,3}, C. Chavero^{2,3}, J.J. Clariá^{2,3}, I. Dékány⁴ & D. Minniti^{5,6}

¹ Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC, Córdoba

² Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Córdoba

³ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

⁴ Universität Heilderberg, Alemania

⁵ Universidad Andrés Bello, Chile

⁶ Instituto Milenio de Astrofísica, Chile

Contacto / coviedo@oac.unc.edu.ar

Resumen / Presentamos resultados preliminares sobre nuestra búsqueda masiva de estrellas variables en los campos de cúmulos abiertos proyectados sobre regiones altamente enrojecidas y oscurecidas del disco Galáctico. Usando datos fotométricos obtenidos en el infrarrojo cercano con el telescopio VISTA de 4.1 m del relevamiento VVV (Vista Variables in the Vía Láctea), hemos detectado y categorizado un total de 75 nuevas posibles variables en el campo del cúmulo abierto NGC 4349. Entre las nuevas variables descubiertas reconocemos, entre otros tipos, estrellas binarias eclipsantes, posibles Cefeidas y RR Lyrae. Reportamos además en este trabajo los períodos y amplitudes medias en la banda K_s para 21 de las nuevas variables descubiertas. Encontramos que dichos períodos oscilan entre 2.0 y 11.8 días, en tanto que las amplitudes en la banda K_s varían entre 0.09 y 0.61 magnitudes.

Abstract / We present preliminary results of our massive search for stellar variability in the fields of open clusters projected onto highly reddened and obscured regions of the Galactic disk. Using near-infrared photometric data obtained with the 4.1 m VISTA telescope of the VVV Survey (Vista Variables in the Vía Láctea) Survey, we have detected and categorized a total of 75 new possible variables in the field of the open cluster NGC 4349. Among the new discovered variables, we recognize eclipsing binary stars, possible Cepheids and RR Lyrae stars, among other types. Moreover, we report here the periods and mean amplitudes in the K_s band for 21 out of the 75 new variables discovered. We find that such periods vary between 2.0 and 11.8 days, whereas the mean K_s band amplitudes range between 0.09 and 0.61 magnitudes.

Keywords / galaxies: star clusters - individual: NGC 4349 - stars: variables - techniques: photometric

1. Introducción

El presente proyecto consiste en la búsqueda, detección y categorización de estrellas variables en campos de cúmulos abiertos proyectados sobre el disco Galáctico, hacia la región central de la Vía Láctea. Este estudio apunta a contribuir de manera significativa no sólo a la detección y caracterización individual de estas poblaciones estelares, sino también a la comprensión global de algunas propiedades de la Vía Láctea.

Para este trabajo hemos seleccionado a NGC 4349, un cúmulo moderadamente concentrado y rico en estrellas de tipo II2r en el sistema de Trumpler (1930). NGC 4349 se encuentra proyectado sobre el disco Galáctico en el *tile* 80 del relevamiento *Vista Variables in the Vía Láctea* (VVV, Minniti et al., 2010; Saito et al., 2012). Sus coordenadas ecuatoriales y Galácticas son: $\alpha_{2000} = 12^h 24^m 14^s$ y $\delta_{2000} = -61^\circ 52' 12''$; $l = 29.7^\circ$, $b = 0.8^\circ$, respectivamente. De acuerdo a Kharchenko et al. (2013), en adelante K13, NGC 4349, también conocido como BH 130 (van den Bergh & Hagen, 1975) o MWSC 2024 (K13), es un cúmulo moderadamente joven (≈ 260 millones de años), afectado por un apreciable enrojecimiento medio $E(B-V) = 0.45$ y ubicado a 2.2 kpc del Sol. K13 estimaron en 1.5' y 12.3' el radio del

núcleo (*core radius*) y el radio externo del cúmulo, respectivamente. Si bien NGC 4349 ha sido estudiado con distintos propósitos por diferentes autores, buena parte de los estudios previos están relacionados con determinaciones de metalicidad y/o abundancia de litio en sus gigantes rojas (e.g., Delgado Mena et al., 2016; Santos et al., 2009; Netopil et al., 2016, entre otros). En cuanto a la búsqueda de estrellas variables en esta región, sólo se han identificado 4 posibles variables fotométricas (van den Bergh & Hagen, 1975), 2 binarias espectroscópicas (Mermilliod et al., 2007) y 2 estrellas Cefeidas (Majaess et al., 2012; Usenko et al., 2014). Todos los estudios anteriores al presente se basan en observaciones fotométricas y/o espectroscópicas realizadas en la región óptica del espectro. Dada la ubicación del cúmulo prácticamente sobre el plano Galáctico ($b = 0.8^\circ$), en los estudios anteriores su enrojecimiento comparativamente elevado limita claramente la detección de estrellas débiles, en particular de estrellas variables. Por el contrario, las observaciones en las bandas J, H y K_s del infrarrojo cercano facilitan enormemente la detección de objetos débiles e imperceptibles en el óptico.

2. Procesamiento de los datos

Los datos observacionales utilizados en este estudio forman parte del relevamiento VVV. El mismo cubre un área de 520 grados cuadrados en el cielo en la cual se ha obtenido fotometría multicolor en las bandas ZYJHK_s y variabilidad fotométrica en el filtro K_s, cubriendo unas mil millones de fuentes estelares. Las imágenes han sido obtenidas con la cámara VIRCAM del telescopio VISTA de 4.1 m (Cerro Paranal, Chile), la cual consiste en un arreglo de 16 detectores infrarrojos que produce una imagen combinada total (*tile*) de $1.1^\circ \times 1.5^\circ$, con una resolución de $0.34''/\text{pixel}$. La búsqueda de variabilidad en las imágenes del VVV fue realizada usando una *pipeline* de variabilidad desarrollada por uno de nosotros (I. Dékány), la cual incluye los algoritmos denominados GLS (Generalized Lomb Scargle) y PDM (Phase Dispersion Minimization). Estos algoritmos permiten realizar una primera estimación de los períodos de las variables reconocidas.

3. Resultados y perspectivas futuras

Mediante un análisis de Fourier realizamos iteraciones sucesivas para ajustar las curvas de luz de un total de 120 estrellas candidatas a variables dentro de la región de NGC 4349. Al final de este proceso, identificamos 75 posibles variables de distintos tipos en este campo. El número promedio de épocas consideradas fue de 49. En este trabajo, hemos seleccionado sólo un subconjunto de 21 posibles nuevas variables cuyas coordenadas ecuatoriales absolutas, períodos, y amplitudes de sus curvas de luz se presentan en la Tabla 1. Se consignan además en esta tabla las distancias en minutos de arco al centro de NGC 4349 las magnitudes K_s, los colores J-K_s y H-K_s medios, y una clasificación tentativa del tipo de variable descubierta. En la Fig. 2 pueden verse las curvas de luz de algunas de las variables seleccionadas. El análisis de distancias y enrojecimientos para las posibles Cefeidas y RR Lyrae detectadas se realizó usando las relaciones publicadas por Dékány et al. (2015) y Minniti et al. (2017), respectivamente. En la Fig. 1 presentamos el diagrama (J-K_s, K_s) de NGC 4349, en el cual hemos minimizado la contaminación por estrellas del campo aplicando el método de Bonatto & Bica (2010), detallado en Palma et al. (2016). En una próxima etapa de este mismo proyecto, es nuestro propósito evaluar la posible vinculación física a NGC 4349 de las nuevas variables descubiertas. Dicha evaluación la realizaremos teniendo en cuenta no sólo la posición de las variables en los respectivos diagramas color-magnitud y color-color, sino principalmente los movimientos propios del relevamiento VVV ya disponibles. Nuestro análisis apunta, además, a redeterminar los parámetros fundamentales del cúmulo (enrojecimiento, distancia, edad y metalicidad).

Referencias

- Bonatto C., Bica E., 2010, A&A, 516, A81
 Dékány I., et al., 2015, ApJL, 799, L11
 Delgado Mena E., et al., 2016, A&A, 587, A66

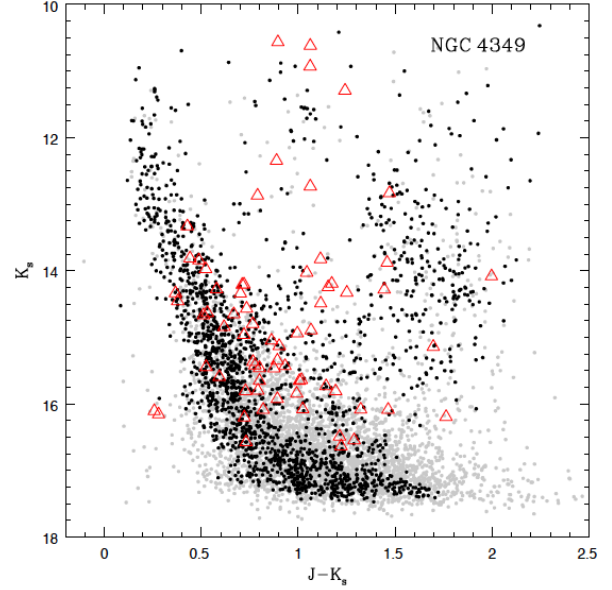


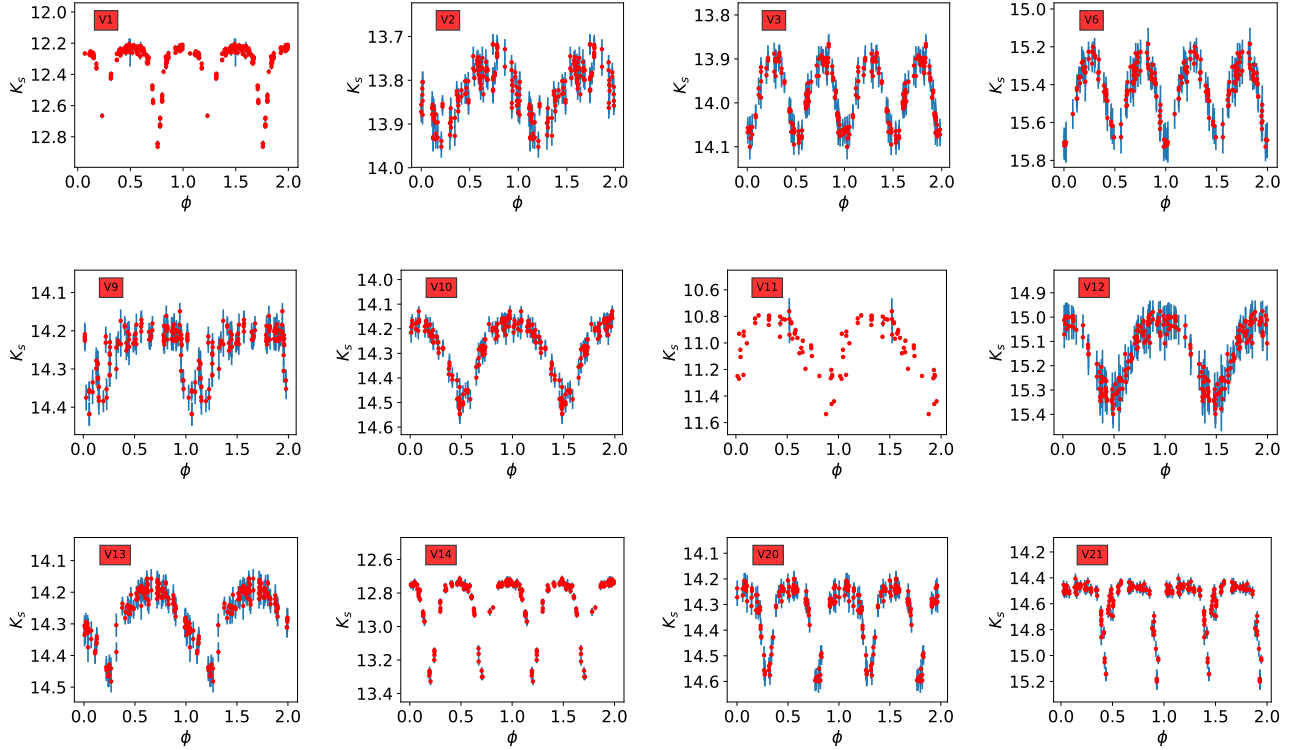
Figura 1: Diagrama (J-K_s, K_s) de NGC 4349. Los puntos grises indican las estrellas que yacen dentro del radio externo del cúmulo, mientras que los puntos negros representan las estrellas que poseen alta probabilidad de pertenecer al cúmulo luego del proceso estadístico de descontaminación por las estrellas del campo. Los triángulos en rojo representan las variables descubiertas.

- Kharchenko N. V., et al., 2013, VizieR Online Data Catalog, 355
 Majaess D., et al., 2012, A&A, 537, L4
 Merrelliod J.-C., et al., 2007, A&A, 473, 829
 Minniti D., et al., 2010, New A., 15, 433
 Minniti D., et al., 2017, AJ, 153, 179
 Netopil M., et al., 2016, A&A, 585, A150
 Palma T., et al., 2016, New A., 49, 50
 Saito R. K., et al., 2012, A&A, 544, A147
 Santos N. C., et al., 2009, A&A, 493, 309
 Trumpler R. J., 1930, Lick Observatory Bulletin, 14, 154
 Usenko I. A., et al., 2014, Astronomy Letters, 40, 435
 van den Bergh S., Hagen G. L., 1975, AJ, 80, 11

Tabla 1: Coordenadas y parámetros fundamentales de las nuevas variables descubiertas.

	α_{2000} [hms]	δ_{2000} [° '"]	Dist. (*) [']	Período [días]	Amplitud [mag]	Ks [mag]	J-Ks [mag]	H-Ks [mag]	Clasificación
V1	12:24:48.8	-61:56:41	9.6	1.251	0.612	12.263	0.888	—	Bin.
V2	12:24:34.7	-62:00:28	9.7	13.560	0.148	13.826	1.115	0.296	Cef.
V3	12:24:34.3	-61:58:00	7.6	0.428	0.180	13.982	0.533	0.840	Bin.
V4	12:24:30.9	-61:58:56	7.8	0.479	0.505	15.716	1.211	0.327	Bin.
V5	12:24:29.2	-61:50:42	4.0	2.629	0.357	14.803	0.575	0.310	Bin.
V6	12:24:28.2	-61:45:00	7.9	0.378	0.547	11.019	—	—	Bin.
V7	12:24:26.5	-61:48:31	4.7	0.840	0.333	14.279	0.590	0.221	Misc.
V8	12:24:22.4	-61:47:14	5.4	0.222	0.381	16.558	1.288	0.653	Bin.
V9	12:24:22.4	-61:54:18	2.1	0.690	0.478	15.406	1.038	0.322	RR.
V10	12:24:22.1	-61:55:27	3.7	0.484	0.405	15.420	0.801	0.140	Misc.
V11	12:24:18.3	-61:58:03	5.9	0.474	0.148	14.245	1.154	1.154	Misc.
V12	12:24:17.3	-61:41:52	10.3	0.350	0.309	15.148	0.774	0.318	RR/Bin. (**)
V13	12:24:10.2	-61:54:26	2.4	1.444	0.269	14.236	1.395	0.488	Misc.
V14	12:24:09.6	-61:41:17	10.9	0.718	0.249	14.338	0.039	0.970	Bin.
V15	12:24:06.1	-61:51:57	2.0	0.526	0.090	13.839	0.480	0.155	Bin.
V16	12:23:59.5	-61:55:29	4.9	0.677	0.573	12.791	0.734	0.683	Bin.
V17	12:23:49.0	-62:01:12	11.0	0.453	0.228	14.804	0.811	0.270	Bin.
V18	12:23:42.3	-61:48:19	8.9	7.848	0.371	15.192	1.692	0.502	RR. (**)
V19	12:23:39.2	-61:00:05	11.8	1.568	0.366	14.334	1.283	0.379	Bin.
V20	12:23:39.2	-61:58:11	10.6	0.221	0.264	15.803	0.792	0.228	Bin.
V21	12:23:32.6	-61:52:36	10.4	1.326	0.603	14.484	0.799	0.403	Bin.

(*) Distancia al centro del cúmulo. (**) Clasificación incierta.

Figura 2: Curvas de luz de 12 de las 21 variables presentadas en la Tabla 1, todas ubicadas en el campo de NGC 4349. En todos los casos se muestra la variación de la magnitud K_s en función de la fase orbital (ϕ).



Effects of neutrino mixing upon electron fraction in core collapse supernovae

M.M. Saez^{1,3}, M.E. Mosquera^{1,2,3}, O. Civitarese^{2,3}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Departamento de Física, UNLP, Argentina*

³ *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contact / msaez@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La inclusión de neutrinos masivos afecta a las secciones eficaces involucradas en las cadenas de formación de núcleos pesados, alterando sus abundancias. Los procesos rápidos de captura neutrónica (proceso-r) suelen asociarse con eventos explosivos como las supernovas por colapso del núcleo. En este trabajo estudiamos los efectos de la incorporación de las masas de los neutrinos, el impacto de la inclusión de un sabor estéril y las consecuencias de su oscilación con neutrinos activos sobre la tasa de neutrones libres, los flujos de neutrinos, la densidad bariónica y la fracción electrónica del material. Hemos considerado dos propuestas diferentes para la función de distribución inicial de los neutrinos y distintas combinaciones de parámetros de mezcla (incluyendo $\theta_{34} \neq 0$). En los cálculos trabajamos con el formalismo de matrices densidad, incluyendo los efectos de la oscilación, las interacciones con la materia y las interacciones neutrino-neutrino. Encontramos que las interacciones neutrino-materia y neutrino-neutrino modifican la fracción electrónica, afectando la probabilidad de ocurrencia y el desenlace del proceso r.

Abstract / The inclusion of massive neutrinos affects the cross sections involved in the formation of heavy nuclei, modifying their abundances. Rapid neutron capture processes (r-process) are often associated with explosive events such as core-collapse supernovae. In this work we study the effects of active and sterile neutrino oscillations and interactions, upon the calculation of neutrino fluxes, the baryonic density and the electron fraction of the material. We have considered two different initial distribution functions of the neutrinos and different combinations of mixing parameters (including $\theta_{34} \neq 0$). We use the formalism of density matrices for the calculations and included the effects of neutrino oscillations, interactions with matter and self-neutrino interactions. We found that the interactions of the neutrinos with matter and with themselves change the electron fraction, affecting the onset of the r-process.

Keywords / astroparticle physics — neutrinos — nuclear reactions, nucleosynthesis, abundances

1. Introduction

The results of detectors of solar, atmospheric and reactor neutrinos such as LSND (Liquid Scintillator Neutrino Detector), SK (Kamiokande), SNO (Sudbury Neutrino Observatory) have provided evidence of neutrino oscillations caused by non-zero neutrino masses.

The results published in recent years by LSND and MiniBooNE (Mini Booster Neutrino Experiment) have established limits for the existence of other extra type of neutrino: the sterile (Athanasopoulos et al., 1996; Aguilar-Arevalo et al., 2013). With the motivation of these experimental outcome the inclusion of sterile neutrinos in different astrophysical scenarios are being analysed.

In the context of supernovae (SN), the active neutrino flux might suffer conversions to the sterile flavor causing a lower flow of electron neutrinos (Molinari et al., 2003). The effects of neutrino oscillations in supernova explosions have been studied by several authors (Balasi et al., 2015; Fetter et al., 2003; Balantekin & Yüksel, 2005; Tamborra et al., 2012; Wu et al., 2016; Janka, 2012; Woosley et al., 1994; Qian, 2003).

The rapid neutron-capture process (r-process) is re-

sponsible for the formation of heavy nuclei. This process requires a neutron-rich environment, i.e. an electron fraction per baryon (Y_e) lower than 0.5, sufficiently large entropy, and sufficiently fast time scales, indicating that r-process sites are associated with explosive phenomena. In particular, the neutrino driven matter outflow (generated in later times in the SN, bounce time post $t_{pb} \sim 10$ sec) is a candidate site for the formation of elements beyond iron by the r-process (Qian, 2003). The neutron richness of the wind, is determined by the reactions $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ and $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ (Qian & Woosley, 1996).

In this work, we study the impact of neutrino oscillations over the electron fraction in the late neutrino-driven wind epoch. For this purpose, we compute the neutrino number densities, fluxes and luminosities for different cases.

2. Description of the environment

The neutrino driven-wind is generated after the rebound of the collapsing star. For large radius we can obtain the

baryon mass-density as (Balantekin & Yüksel, 2005)

$$\rho_b \simeq 38 \frac{2}{11} g_s \frac{M_{\text{NS}}^3}{S_{100}^4 r_7^3}, \quad (1)$$

expressed in units of 10^3 gr cm^{-3} . S_{100} is the entropy per baryon in units of $100 k_B$ and r_7 is the distance to the center of the star in units of 10^7 cm , M_{NS} is the mass of the proto-neutron star and g_s is the number of degrees of freedom (Balantekin & Yüksel, 2005).

Since different values of the entropy indicate different stages of the SN evolution, we have used a fixed value of $S_{100} = 1.5$, representing the late cooling phase of the neutrino-driven wind (Janka et al., 2007). Neutrino fluxes can be obtained, after integration on solid-angles as (Balantekin & Yüksel, 2005)

$$\frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{c}{8\pi^3(\hbar c)^3} \frac{R_\nu^2}{r^2} f_\nu(E_\nu), \quad (2)$$

where R_ν is the radius of the neutrino-sphere and $f_\nu(E_\nu)$ is the amount of neutrinos for each flavor for an specific radius. Weak reactions modify the amount of neutrons. The rate can be computed as (Tamborra et al., 2012)

$$\lambda_\nu = \int \sigma_\nu(E_\nu) \frac{d\phi_\nu}{dE_\nu} dE_\nu, \quad (3)$$

where the cross section, in units of cm^2 , are $\sigma_\nu(E_\nu) = 9.6 \times 10^{-44} \left(\frac{E_\nu \pm \Delta m_{\text{np}}}{\text{MeV}} \right)$. In the last expressions the $+$ is for neutrinos and the $-$ for anti-neutrinos, $\Delta m_{\text{np}} = 1.293 \text{ MeV}$ is the neutron-to-proton mass-difference.

If the plasma reaches a weak equilibrium stage, the electron fraction of the material Y_e can be written as (McLaughlin et al., 1996)

$$Y_e = \frac{\lambda_n}{\lambda_n + \lambda_p} + \frac{1}{2} \frac{\lambda_p - \lambda_n}{\lambda_p + \lambda_n} X_\alpha. \quad (4)$$

where $\lambda_p = \lambda_{\bar{\nu}_e} + \lambda_{e^-}$, $\lambda_n = \lambda_{\nu_e} + \lambda_{e^+}$ and X_α is the mass fraction of α particles. In deriving the above equations we have taken X_α as a time independent quantity.

3. Neutrino oscillations and interactions

Calling ρ ($\bar{\rho}$) to the neutrino (antineutrino)-distribution function in its matrix form and \mathcal{H} ($\bar{\mathcal{H}}$) the neutrino (anti-neutrino) Hamiltonian in the flavor basis, the equations that give the neutrino distribution function as a function of the radius are (Balantekin & Yüksel, 2005; Tamborra et al., 2012)

$$i \frac{\partial \rho}{\partial r} = [\mathcal{H}, \rho], \quad i \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial r} = [\bar{\mathcal{H}}, \bar{\rho}].$$

Here, $\mathcal{H} = \mathcal{H}^{\text{vac}} + \mathcal{H}^{\text{m}} + \mathcal{H}^{\nu-\nu}$. \mathcal{H}^{vac} describes the neutrino oscillations in vacuum, \mathcal{H}^{m} represents the neutrino-matter interactions and $\mathcal{H}^{\nu-\nu}$ takes into account the neutrino-neutrino interactions. In this treatment of $\nu - \nu$ interactions we assume the single-angle approximation in which all neutrinos feel the same neutrino-neutrino refractive effect (Duan et al., 2006, 2010).

3.1. Mixing of two active-neutrinos

In this case, since the tau and muon-neutrino fluxes are similar in a SN, one can assume a combination of both type of neutrinos, the so-called x -neutrino (Tamborra

et al., 2012), which can mix with the electron-neutrino through a mixing angle θ_{13} . The neutrino Hamiltonian in the flavor basis reads

$$\mathcal{H}^{\text{vac}} = \left(pc + \frac{m_i^2 c^3}{2p} \right) \mathcal{I}_{2 \times 2} + \frac{\Delta m_{13}^2 c^3}{2p} \begin{pmatrix} s_{13}^2 & c_{13} s_{13} \\ c_{13} s_{13} & c_{13}^2 \end{pmatrix} \quad (5)$$

where p is the momentum, m_i stands for the neutrino mass of the eigenstate i and we have used the notation $c_{ij} = \cos(\theta_{ij})$, $s_{ij} = \sin(\theta_{ij})$ and $\Delta m_{13}^2 = m_3^2 - m_1^2$. The neutrino-electron and neutrino-neutron interactions are described by the Hamiltonian

$$\mathcal{H}^{\text{m}} = \frac{\sqrt{2}}{2} G_f N_b \begin{pmatrix} 3Y_e - 1 & 0 \\ 0 & Y_e - 1 \end{pmatrix}, \quad (6)$$

where N_b is the baryon density and we have obtained it from eq. 1 (Tamborra et al., 2012).

The neutrino-neutrino Hamiltonian is

$$\mathcal{H}^{\nu-\nu} = \sqrt{2} G_f \left[\Delta N_e \begin{pmatrix} 2 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \Delta N_x \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 2 \end{pmatrix} \right], \quad (7)$$

where G_f is the Fermi constant and ΔN_i is the difference between the density of the i -flavour neutrino and antineutrino.

3.2. Active-sterile mixing, 2 + 1 scheme

In this case we have considered that the light neutrino can oscillate with a sterile neutrino of mass m_4 . The Hamiltonian \mathcal{H}^{vac} reads

$$\begin{aligned} \mathcal{H}^{\text{vac}} = & \left(pc + \frac{m_1^2 c^3}{2p} \right) \mathcal{I}_{3 \times 3} \\ & + \frac{\Delta m_{14}^2 c^3}{2p} \begin{pmatrix} s_{14}^2 & 0 & c_{14} s_{14} \\ 0 & 0 & 0 \\ c_{14} s_{14} & 0 & c_{14}^2 \end{pmatrix} \\ & + \frac{\Delta m_{13}^2 c^3}{2p} \begin{pmatrix} c_{14}^2 s_{13}^2 & c_{14} c_{13} s_{13} & -c_{14} s_{14} s_{13}^2 \\ c_{14} c_{13} s_{13} & c_{13}^2 & -c_{13} s_{13} s_{14} \\ -c_{14} s_{14} s_{13}^2 & -s_{14} c_{13} s_{13} & s_{14}^2 s_{13}^2 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (8)$$

The neutrino-matter interaction can be computed as

$$\mathcal{H}^{\text{m}} = \frac{\sqrt{2}}{2} G_f N_b \begin{pmatrix} 3Y_e - 1 & 0 & 0 \\ 0 & Y_e - 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Finally, the neutrino-neutrino interaction is written

$$\mathcal{H}^{\nu-\nu} = \sqrt{2} G_f \left[\Delta N_e \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \Delta N_x \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right]. \quad (10)$$

4. Results

We have solved the evolution equations of sec. 3. coupled to Eqs. 1-4 to compute the amount of neutrinos for each flavor and Y_e as a function of the radius for the late cooling phase of the neutrino-driven wind $t_{\text{pb}} \sim 10 \text{ sec}$. For this purpose, we have calculated fluxes, reaction rates and electronic fraction in parallel. To solve the coupled differential equations we have adopted values for the neutrino mixing parameters given in the literature (Meregaglia & Double Chooz Collaboration, 2016; Minakata et al., 2005). As initial condition we have taken at the neutrino sphere radius $R_\nu = 10 \text{ Km}$ two different distribution functions to characterize the neutrinos, namely a Fermi-Dirac (FD) distribution with the mean-energies were extracted from Qian (2003); Balantekin & Yüksel (2005) and a power-law distribution

(Keil et al., 2003; Tamborra et al., 2012; Pllumbi et al., 2015). Also we have performed the calculation assuming different constant values for X_α .

In Fig. 1 we present the electron fraction, as a function of the radius for $X_\alpha = 0$ (thicker lines) and for $X_\alpha = 0.3$ (thinner lines), including different interactions and for different oscillation schemes. The first column of the figure was obtained using a Fermi Dirac distribution as initial condition, meanwhile the second column was computed using a power-law distribution function. We have use a normal hierarchy, $\Delta m_{13}^2 = 2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$, $\Delta m_{14}^2 = 2 \text{ eV}^2$, $\sin^2 2\theta_{13} = 0.09$, and $\sin^2 2\theta_{14} = 0.16$. The first row corresponds to the active-active scenario, the second and third rows represent the results in the $2 + 1$ scheme for the case of only one active-sterile mixing angle (θ_{14}) and for two active-sterile mixing angles (θ_{14} and θ_{34}) respectively (Collin et al., 2016).

As one can see the electrons suffer a depletion if the neutrino-matter interactions are turn on. If we considered also the neutrino- neutrino interaction, the depletion is reduced, however the value of Y_e is lower than the obtained without any interaction.

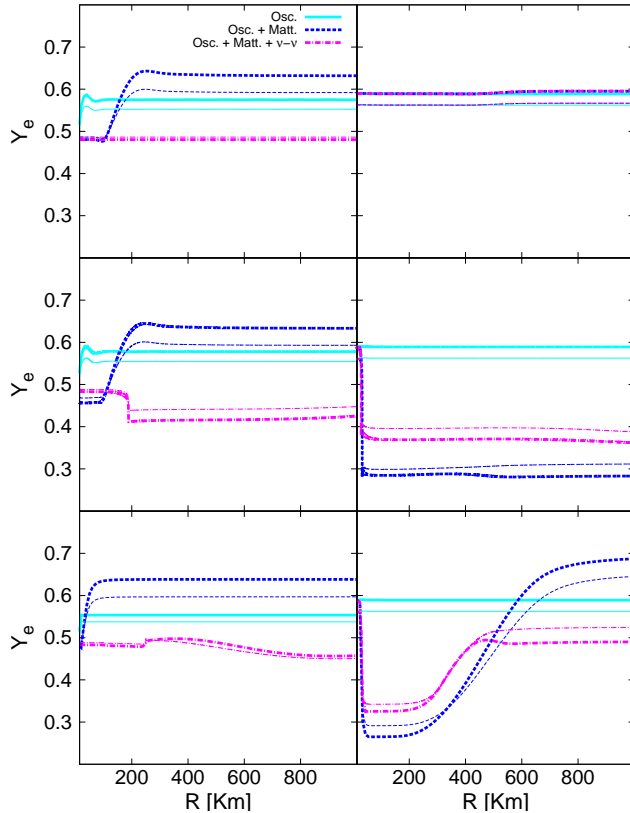


Figure 1: Y_e as a function of the radius for the late cooling time. The columns indicates de different distribution functions used as initial condition: Fermi-Dirac (first column) and the power-law distribution (second column). The rows represent the different oscillation schemes: active-active neutrino oscillations (first row), active-sterile mixing with $\theta_{34} = 0$ (second row) or $\theta_{34} \neq 0$ (third row). Thicker and thinner lines represent $X_\alpha = 0$ and $X_\alpha = 0.3$ respectively.

5. Conclusions

In this work we have studied the impact of the inclusion of massive neutrinos and sterile neutrinos upon the physical conditions required for the success of the r-process in a supernova environment. We have solved the coupled equations to calculate the electron-fraction in the stellar interior as a function of the mixing parameters. We have found that the electron abundance is sensitive to the inclusion of sterile neutrinos, and that it depends on the neutrino interactions considered, the set of oscillation parameters and the initial distribution function. As general features we can mention that the inclusion of the sterile neutrino have an important effect upon Y_e , since it can be drastically reduced. The scenario of active-active oscillations is the most unfavourable to achieve $Y_e \leq 0.5$ (result in accordance with Tamborra et al. (2012); Wu et al. (2016)). The fact that θ_{34} might not be null, has an important effect on Y_e . The determination of the active-sterile neutrino oscillation parameters, the search for an appropriate description for the initial neutrino fluxes and a good modelling of the interactions involved, are relevant to understand and estimate the viability of the r-process

Acknowledgements: The work was financed by the National Council of Scientific and Technological Research of Argentina (CONICET). The O.C. and M.E.M. authors are members of the Scientific Research Career of the CONICET.

References

- Aguilar-Arevalo A. A., et al., 2013, Phys. Rev. Lett., 110, 161801
- Athanassopoulos C., et al., 1996, Phys. Rev. Lett., 77, 3082
- Balantekin A. B., Yüksel H., 2005, New Journal of Physics, 7, 51
- Balasi K. G., et al., 2015, Prog. Part. Nucl. Phys., 85, 33
- Collin G. H., et al., 2016, Phys. Rev. Lett., 117, 221801
- Duan et al., 2006, Phys. Rev., D74, 105014
- Duan H., et al., 2010, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 60, 569
- Fetter J., et al., 2003, Astroparticle Physics, 18, 433
- Janka H.-T., et al., 2007, Phys. Rept., 442, 38
- Janka H.-T., 2012, Annual Review of Nuclear and Particle Science, 62, 407
- Keil M. T., et al., 2003, The Astrophysical Journal, 590, 971
- McLaughlin G. C., et al., 1996, ApJ, 472, 440
- Meregaglia A., Double Chooz Collaboration 2016, Nuovo Cimento C, 38, 123
- Minakata H., et al., 2005, Phys. Rev., D71, 013005
- Molinari A., et al., 2003, From Nuclei and Their Constituents to Stars. No. v. 153 in From Nuclei and Their Constituents to Stars, IOS Press
- Pllumbi E., et al., 2015, The Astrophysical Journal, 808, 188
- Qian Y. Z., Woosley S. E., 1996, Astrophys. J., 471, 331
- Qian Y.-Z., 2003, Prog. Part. Nucl. Phys., 50, 153
- Tamborra I., et al., 2012, JCAP, 1201, 013
- Woosley S. E., et al., 1994, ApJ, 433, 229
- Wu M.-R., et al., 2016, in European Physical Journal Web of Conferences. p. 06005



Y... ¿dónde está la estrella?

D.C. Merlo¹, J.A. Ahumada¹

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / dmerlo@unc.edu.ar

Resumen / Los volúmenes masivos de datos disponibles en la actualidad, producto de los grandes relevamientos que se están llevando a cabo, requieren de alta precisión metodológica a la hora de buscar información astrofísica relevante de las fuentes u objetos de interés. Esta tarea, englobada en el marco referencial de la minería de datos, debe seguir un proceso exhaustivo y cuidadoso.

En este trabajo presentamos los procedimientos y análisis efectuados, que incluye la utilización de códigos propios de identificación, en procura de la obtención de series temporales fotométricas en el infrarrojo cercano de las estrellas CGCS 3834, CGCS 3864, CGCS 3946, CGCS 3983 y CGCS 4036, identificadas como estrellas de carbono galácticas en el catálogo de Alknis, utilizando datos proporcionados por el relevamiento *Vista Variables in the Via Lactea* (VVV).

También presentamos las primeras curvas de variabilidad obtenidas para estos objetos, las cuales muestran comportamientos irregulares con periodogramas que presentan varias componentes, aspectos característicos de estas estrellas evolucionadas.

Abstract / The huge amounts of data generated by the current large surveys require to follow a highly accurate methodology when searching for and extracting relevant astrophysical information from sources or objects of interest. These tasks of data mining must be as thorough and as careful as possible.

In this paper we present the procedures and analyzes carried out, which includes the use of our identification codes, in order to obtain photometric time series in the near-infrared of five sources: CGCS 3834, CGCS 3864, CGCS 3946, CGCS 3983, and CGCS 4036, identified as galactic carbon stars in the optical catalogue of Alknis, using data provided by the *Vista Variables in the Via Lactea* survey (VVV).

We also present the first variability curves obtained for these sources, which show irregular behaviors with periodograms with several components, typical of these evolved stars.

Keywords / surveys: techniques: photometric — methods: data mining — infrared: stars: carbon

1. Introducción

Las estrellas de carbono son gigantes frías evolucionadas que tienen material circunestelar en forma de cáscaras (*shells*) de granularidad amorfa en forma de discos o nubes. Uno de los fenómenos característicos de este tipo de objetos evolucionados es su variabilidad, cuyo análisis puede dar información sobre las propiedades físicas de sus atmósferas y los procesos que tienen lugar en ellas, como así también suministrar claves que ayuden a determinar su estado evolutivo (Alksne et al., 1991).

El relevamiento *Vista Variables in the Via Lactea* (VVV)* (Minniti et al., 2010) provee una excelente oportunidad para llevar adelante estudios precisos de variabilidad, ya que brinda fotometría infrarroja profunda y multiépoca con la cual se pueden construir curvas de luz de alta calidad. Debido a la gran cantidad de datos que el VVV ofrece, elaboramos el código SACAMAN (Merlo, 2015, 2016; Merlo & Gurovich, 2017). El mismo utiliza como datos de entrada las coordenadas de la fuente de interés, el campo en el cual se encuentra dentro del relevamiento VVV (obtenido antes a través de programas propios de identificación) y un código numérico de autorización de descarga automática de datos desde la plataforma que el telescopio VISTA dispone en la

Cambridge Astronomical Survey Unit (CASU). Los resultados que se obtienen son las series de tiempo en las bandas *YZJHKs* del objeto de interés, sus errores correspondientes e información adicional relacionada con el procedimiento. La Fig. 1 muestra el diagrama de flujo de este código y los programas citados.

2. Identificación y selección de fuentes

A partir de las coordenadas de los centros de cada campo (*tile*) del relevamiento VVV, el código elabora una grilla virtual a partir de la cual, en una primera etapa de ejecución, localiza cada fuente de interés en su respectivo *tile*. Como nuestras fuentes son estrellas de carbono, buscamos todas las incluidas en el catálogo de Alksnis et al. (2001); como se muestra en Merlo (2015), de un total de 6891 objetos se encontraron 162 (2.4%) en el bulbo y 363 (5.3%) en el disco.

En una siguiente etapa seleccionamos cinco fuentes encontradas en diferentes *tiles* para poner a prueba el proceso de identificación y poder construir así sus curvas de variabilidad. Las cinco fuentes se listan en la Tabla 1 junto con la única información fotométrica disponible provista por la base de datos *CDS-Simbad***.

*<https://vvvsurvey.org>

**<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad>

Tabla 1: Información fotométrica de las fuentes seleccionadas.

CGCS	Fuente	Tile	B	V	R	I	J	H	K
3834	1729–3056	b359	–	–	–	–	–	–	–
3864	1742–3514	b287	13.28	10.30	–	5.093	5.093	3.684	3.144
3946	1807–3316	b248	–	–	14.19	10.11	8.814	6.750	4.767
3983	1818–3315	b221	12.84	11.84	–	–	9.628	9.094	8.872
4036	1833–2330	b256	–	10.40	–	–	–	–	–

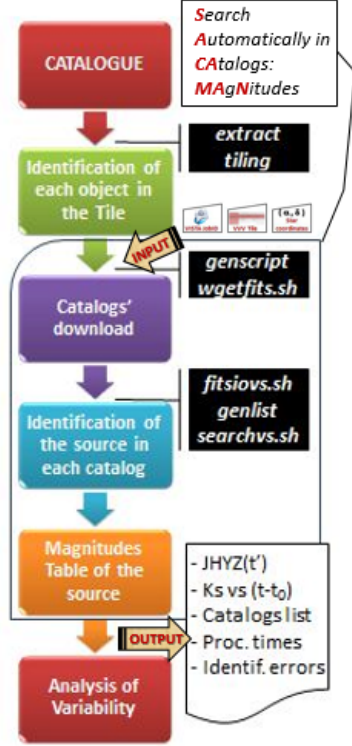


Figura 1: Diagrama de Flujo del Código SACAMAN y programas relacionados (figura extraída de Merlo & Gurovich (2017)).

3. Análisis de localización

Para analizar la eficiencia en el proceso de localización de las fuentes estelares, elegimos como estrella de referencia a la fuente CGCS 3983 y comparamos sus coordenadas extraídas de todos los catálogos disponibles. Dada la diversidad de valores encontrados, aplicamos varios procedimientos de promediación. Adoptando una ponderación pesada en los errores, se obtuvo una diferencia media respecto a la del catálogo de Alksnis et al. (2001) de $(\Delta\alpha, \Delta\delta) = (0.95'', -0.88'')$.

La Fig. 2 muestra la síntesis gráfica de esta diversidad, respecto a las coordenadas del catálogo de Alksnis et al. (2001), donde se indica también el promedio pesado referido anteriormente.

4. Curvas de variabilidad

Los paneles de la izquierda de la Fig. 3 muestran las curvas de variabilidad de las cinco estrellas analizadas. Para la determinación de los correspondientes periodogramas

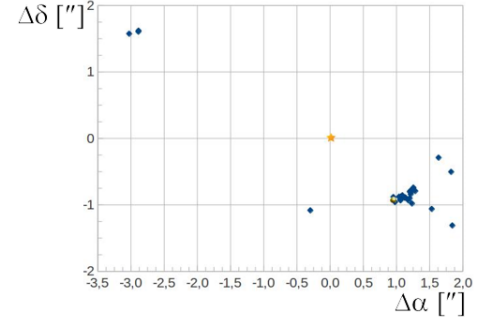


Figura 2: Variación de las coordenadas de la estrella CGCS 3983 proporcionadas por los diferentes catálogos utilizados, referida a la dada por el catálogo de Alksnis et al. (2001). El símbolo • a color representa la posición relativa de la promediación pesada en los errores de cada catálogo.

se utilizó el servicio *Periodogram*^{***} que ofrece *NASA Exoplanet Archive*, considerando como el más adecuado el algoritmo Lomb-Scargle (Scargle, 1982). Asimismo, los paneles de la derecha de la Fig. 3 muestran los diagramas de fase respectivos obtenidos en este proceso, indicándose en cada caso el periodo de mayor probabilidad.

5. Conclusiones

Se obtuvieron las primeras curvas de variabilidad infrarroja de las estrellas de carbono CGCS 3834, CGCS 3864, CGCS 3946, CGCS 3983 y CGCS 4036. Con ellas se construyeron los diagramas de fase correspondientes, los cuales no muestran periodicidades regulares, resultado esperable en estos tipos de objetos evolucionados.

En el intervalo de ~ 2000 días disponible se distinguen claramente dos comportamientos diferentes en las curvas de luz. Por un lado, el de la estrella CGCS 3983 (Fig. 3d), que muestra variaciones intermitentes de brillo y cuyo diagrama de fase sugiere la presencia de una decena de periodos de similares probabilidades; no se puede descartar, en este caso, la existencia de algún tipo de pulsaciones que produzca las amplias variaciones de brillo observadas. Los restantes objetos, en cambio, han sufrido en el intervalo mencionado sólo uno o dos eventos de variación de brillo de entre 0.5 y 2 magnitudes de amplitud.

En el primer caso, el comportamiento tan errático que muestra la curva de luz de esta estrella, con repen-

^{***}<https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu/applications/Periodogram>

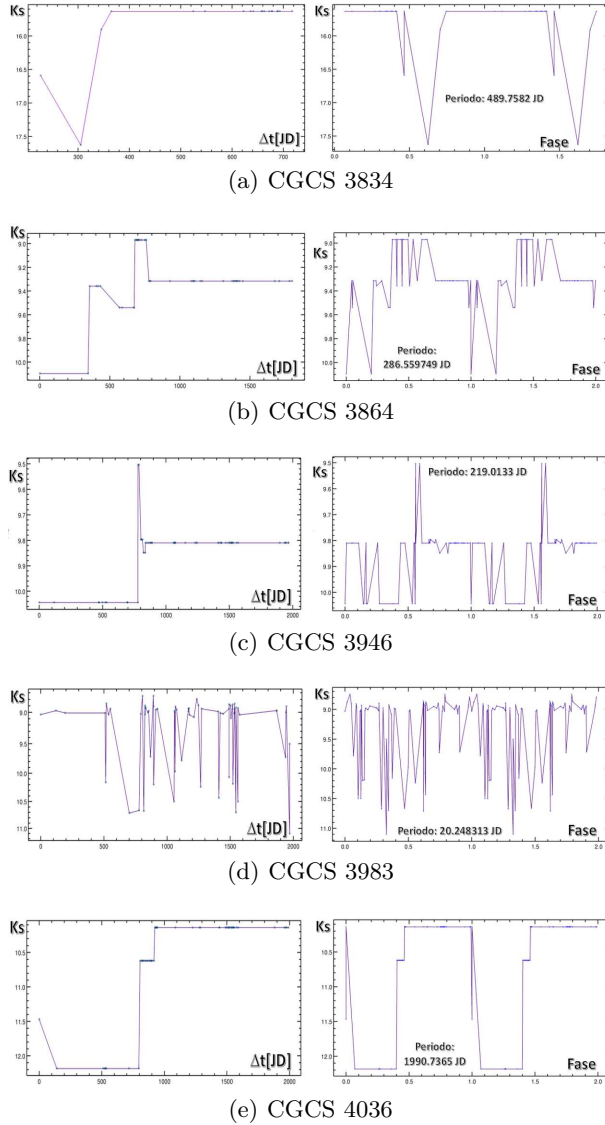


Figura 3: Curvas de variabilidad (paneles izquierdos) y periodogramas (paneles derechos) de las cinco estrellas de carbono analizadas.

tinias caídas de brillo seguidas de una lenta recuperación hacia $K_s \simeq 9$, podría deberse a que la estrella está formando nubes densas de polvo en la línea de la visual. Con ello presentamos por primera vez evidencia de que la estrella CGCS 3983 pertenecería al grupo de las variables R Coronae Borealis (R CrB).

Un aspecto clave para el mejor entendimiento del fenómeno R CrB es llevar adelante un seguimiento detallado de la evolución de estas estrellas, lo que implica poder disponer de fotometría con una gran base temporal y de esta forma estudiar el movimiento de las mismas en el diagrama HR. En este sentido, Schaefer (2016) sugiere analizar periodos que abarquen décadas e incluso siglos.

Nuestro siguiente paso será, luego de llevar adelante procedimientos similares al seguido en este trabajo con todas las restantes estrellas del catálogo de Alksnis et al. (2001) contenidas en el relevamiento VVV, hacer

lo propio con su extensión VVVx, el cual hasta el año 2020 brindará unas ~ 9 épocas más de los campos de su predecesor y contribuirá con una cobertura adicional de 1100 grados cuadrados (disco+bulbo) que incluirá entre 25 a 40 épocas por cada *tile* (Smith et al., 2018). Con ello podremos actualizar nuestros resultados y analizar fotométricamente otras estrellas de carbono.

En cuanto a las coordenadas de las fuentes en la variedad de catálogos que hoy se encuentran disponibles, notamos que se deben tomar ciertas precauciones al momento de elaborar códigos automáticos que tengan por objetivo identificar las mismas en los grandes relevamientos actuales de datos. En el ejemplo analizado de la estrella CGCS 3983 pudimos advertir, por un lado, la lógica anticorrelación de los errores con la época de cada uno de ellos, lo cual queda visualizada en la Fig. 2, donde los catálogos más recientes han re-posicionado mejor a la fuente. Pero por otra parte, si bien estos errores son pequeños, pueden afectar al proceso de identificación especialmente para aquellas fuentes con movimientos propios importantes, conduciendo a confundir la fuente con otra cercana, debiendo el usuario intervenir en la desambiguación o, en el peor de los casos, no encontrarla en primera instancia; claramente esta última situación puede codificarse en un algoritmo de búsqueda más sofisticado que lo contemple.

Agradecimientos: Los autores agradecen al referí anónimo por las observaciones realizadas, las cuales contribuyeron a mejorar la presentación de este trabajo. En el mismo se ha utilizado la base de datos *SIMBAD* de *CDS* (Estrasburgo, Francia) y el *Periodogram Service* provisto en la plataforma web *NASA Exoplanet Archive*, administrada por *CalTech* bajo contrato con *NASA* en el programa *Exoplanet Exploration*.

Referencias

- Alksne Z., Alksnis A., Dzervitis U., 1991, Properties of Galactic Carbon Stars. Orbit Book Co.
- Alksnis A., et al., 2001, Baltic Astronomy, 10, 1
- Merlo D., Gurovich S., 2017, Actas de las Terceras Jornadas de Astrofísica Estelar, 1, 150
- Merlo D., 2015, BAAA, 57, 111
- Merlo D., 2016, “A quasi-automatic method for acquiring VVV magnitudes”, Poster presented at 7th VVV Science Meeting (7VVV), Antofagasta, Chile
- Minniti D., et al., 2010, New Astronomy, 15, 433
- Scargle J. D., 1982, ApJ, 263, 835
- Schaefer B. E., 2016, MNRAS, 460, 1233
- Smith L. C., et al., 2018, MNRAS, 474, 1826



Análisis de nuevas binarias eclipsantes con datos del VVV

L.V. Gramajo^{1,2}, T. Palma^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, D. Minniti^{3,4}, I. Dékány⁵

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Millennium Institute of Astrophysics, Chile

⁴ Departamento de Ciencias Físicas, Universidad Andrés Bello, Chile

⁵ Astronomisches Rachen-Institut, Universität Heidelberg, Alemania

Contacto / luciana.gramajo@gmail.com

Resumen / En este trabajo describimos el método y presentamos algunos resultados sobre el estudio de candidatas a binarias eclipsantes recientemente descubiertas usando datos fotométricos en el infrarrojo cercano del relevamiento VVV (*Vista Variables in the Vía Láctea*). La muestra de candidatas a binarias eclipsantes examinada ha sido seleccionada en una región externa del disco galáctico en dicho relevamiento, en la cual se supone que el enrojecimiento interestelar es comparativamente bajo. Hemos llevado a cabo nuestro estudio utilizando principalmente el código de Wilson y Devinney (WD). Para facilitar el análisis, usamos además el código interactivo con entorno gráfico denominado PHOEBE, también basado en el código WD. Las candidatas a binarias eclipsantes descubiertas presentan inclinaciones orbitales próximas a los 80°, tienen bajas excentricidades ($\sim 10^{-3}$) e incluyen mayoritariamente estrellas de secuencia principal cuyas temperaturas superficiales oscilan entre 3500 y 5500 K.

Abstract / In this work we describe the method and present some results of the study of eclipsing binary candidates recently discovered using near-infrared photometric data of the VVV (*Vista Variables in the Vía Láctea*) Survey. The sample of eclipsing binary candidates here examined has been selected in an outer galactic disk region in such survey, in which the interstellar reddening is assumed to be comparatively low. Our study has been carried out using mainly the Wilson and Devinney (WD) code. To facilitate the analysis, we also used the interactive code with graphic environment called PHOEBE, also based on the WD code. The eclipsing binary candidates discovered present orbital inclinations close to 80°, have low eccentricities ($\sim 10^{-3}$) and include mostly main sequence stars whose surface temperatures range between 3500 and 5500 K.

Keywords / Infrared: stars — binaries: eclipsing

1. Introducción

El *Vista Variables in the Vía Láctea* (VVV) es un relevamiento público del bulbo y la porción sur del disco de la Vía Láctea (Minniti et al., 2010; Saito et al., 2012) realizado por el Observatorio Europeo Austral (ESO). Dicho relevamiento cubre un área de aproximadamente 520 grados cuadrados en el cielo, dentro de la cual se ha obtenido fotometría en las bandas ZYJHK_s del infrarrojo cercano de unas mil millones de fuentes estelares. El VVV incluye un total de 348 áreas o campos (*tiles*), de las cuales 152 corresponden al disco y 196 al bulbo galáctico. Las observaciones de este relevamiento han sido realizadas con el telescopio Vista de 4.1 m ubicado en el Observatorio Paranal (Chile). La cámara VIR-CAM utilizada consiste en un arreglo de 16 detectores infrarrojos que produce una imagen combinada de 1.1° x 1.5°, con una escala de 0.34"/pixel. Entre la variedad de objetivos propuestos por VVV, el nuestro consiste en la búsqueda y caracterización de estrellas variables de distintas clases. Una vez detectadas las estrellas con variabilidad en la banda K_s del infrarrojo cercano, realizamos la búsqueda de posibles sistemas binarios eclipsantes de dicha muestra con el propósito de categorizarlos. Tradicionalmente, en base a sus respectivas curvas de luz y al llenado de los lóbulos de Roche, se distin-

guen 3 tipos de sistemas binarios eclipsantes, a saber: separado o *detached*, semiseparado o *semi-detached* y de contacto o *contact*. Para poder caracterizar los nuevos sistemas detectados, es necesario utilizar modelos teóricos disponibles en la literatura, de manera de obtener sus parámetros relativos y absolutos.

2. Muestra seleccionada

Con la intención de detectar un número apreciable de posibles binarias eclipsantes, la selección de objetos para este trabajo la realizamos en una región del VVV comparativamente poco enrojecida y alejada de la región central de nuestra galaxia. Elegimos para este fin el campo 004 de la región más externa del disco, en longitud galáctica próxima a los 300° (ver Fig. 2 de Saito et al., 2012). En este campo detectamos un total de 900 posibles estrellas variables, de las cuales 80 son claras candidatas a binarias eclipsantes, de acuerdo al procedimiento detallado en la Sección 3. De esta muestra, seleccionamos para el presente trabajo sólo 3 sistemas binarios, como ejemplos del análisis y los resultados obtenidos. Los datos fotométricos correspondientes a los objetos seleccionados muestran poca dispersión en las respectivas curvas de luz, en las cuales los mínimos están bien definidos (Figura 1). Si bien hemos confirmado, a

partir del análisis de sus curvas de luz, que entre las nuevas posibles binarias eclipsantes prevalecen las binarias de contacto ($\sim 44\%$ del total de la muestra), en el presente trabajo incluimos una binaria eclipsante de cada uno de los tres tipos antes mencionados.

3. Análisis y resultados preliminares

La detección de estrellas variables candidatas en el relevamiento VVV la realizamos mediante el uso de un programa *pipeline* (ver, e.g. Alonso-García et al., 2015), el cual detecta objetos con variaciones de luminosidad que obedecen la estadística de Stetson (1996). Estas candidatas son luego sometidas a un análisis de frecuencia usando los algoritmos denominados “Generalized Lomb Scargle” (GLS, Zechmeister & Kürster, 2009) y “Phase Dispersion Minimization” (PDM, Stellingwerf, 1978). Las curvas de luz resultantes, puestas en fase luego de una primera estimación de los períodos, son luego inspeccionadas visualmente. Los períodos iniciales son refinados y los ajustes de las curvas de luz optimizados mediante un procedimiento iterativo, el cual incluye la optimización de la abertura y la determinación del orden más adecuado de la correspondiente serie de Fourier. De allí se obtienen las magnitudes K_s aparentes medias de las estrellas y las amplitudes totales de sus curvas de luz. Logramos así clasificar de manera confiable distintos tipos de variables (900 en total), tales como Cefeidas, RR Lyrae, δ Scuti, variables de largo período y, principalmente, binarias eclipsantes. De la muestra mencionada elegimos cuidadosamente las candidatas a binarias eclipsantes con dos mínimos claramente definidos, cuyas curvas de luz con relativamente baja dispersión contengan parte de los máximos. La imposición de estos requisitos redujo la muestra a un total de 80 sistemas binarios eclipsantes.

Para determinar los parámetros físicos y geométricos de las candidatas a binarias eclipsantes, utilizamos el código WD (Wilson & Devinney, 1971; Wilson & van Hamme, 2010; Wilson & Van Hamme, 2014). Este código permite ajustar curvas de luz a los datos observados de sistemas binarios eclipsantes cercanos, teniendo en cuenta los efectos de oscurecimiento hacia el limbo, gravitatorio y de reflexión. Este método cuenta con dos programas, uno denominado *Light Curve* (LC) que calcula las curvas de luz y de velocidad radial y en el que se ingresan parámetros del sistema binario previamente determinados a partir de la teoría o de las observaciones (Wilson, 1994a,b, 2001, 2006). El segundo programa, denominado *Differential Corrections* (DC), permite realizar correcciones diferenciales a los parámetros, y tiene como entrada los parámetros del sistema junto con los datos observacionales. Este último programa permite una mejor determinación de los parámetros geométricos y físicos de los sistemas, reduciendo los posibles errores asociados. En síntesis, el código WD opera en dos pasos o iteraciones mientras se ajustan las curvas de luz: el proceso LC (iteración subjetiva) y luego el proceso DC (iteración objetiva).

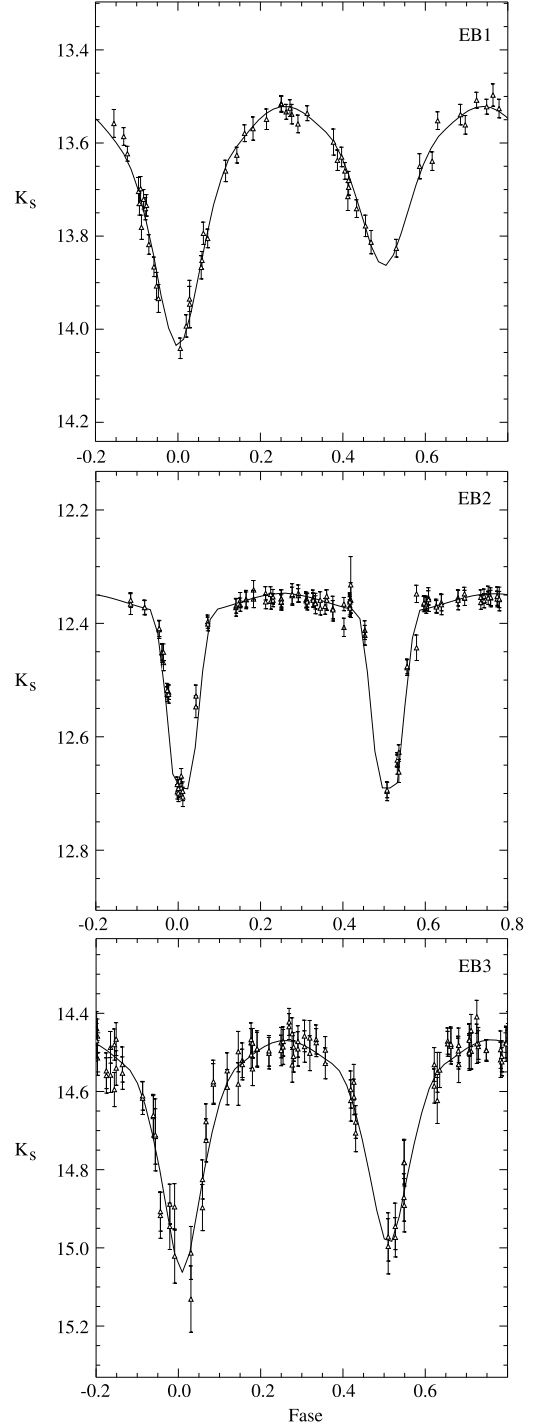


Figura 1: En líneas continuas presentamos los mejores ajustes de las curvas de luz observadas para 3 estrellas binarias eclipsantes descubiertas en el campo 004 del relevamiento VVV (Tabla 1): EB1 (panel superior - binaria de contacto), EB2 (panel medio - binaria separada) y EB3 (panel inferior - binaria semiseparada). Los triángulos representan las magnitudes K_s observadas tomadas del relevamiento VVV.

Tabla 1: Parámetros derivados para los tres sistemas binarios eclipsantes seleccionados.

Binarias Eclipsantes	EB1	EB2	EB3
α [hms]	12:18:08.6	12:26:18.5	12:27:18.7
δ [$^{\circ}$ ' '']	-64:51:34	-64:27:41	-64:20:05
J - Ks	0.40 ± 0.02	0.39 ± 0.02	0.75 ± 0.02
Tipo	Contacto	Separada	Semiseparada
P (días)	3.74330 ± 10^{-5}	1.85416 ± 10^{-5}	3.18683 ± 10^{-5}
i ($^{\circ}$)	72 ± 0.6	90.0 ± 0.1	79.9 ± 0.8
e	0.000 ± 0.004	0.003 ± 0.001	0.003 ± 0.005
$T_{\text{ef},1}$ (K)	3500 ± 100	5464 ± 190	4858 ± 830
$T_{\text{ef},2}$ (K)	5100 ± 300	5309 ± 180	4348 ± 700
M_2/M_1	1.15 ± 0.06	1.12 ± 0.03	0.88 ± 0.05
R_1/R_2	1.07 ± 0.08	1.11 ± 0.08	1.18 ± 0.08

Dado que pretendemos examinar una amplia muestra de objetos y la aplicación del código WD insume un tiempo apreciable en cada iteración, optamos por utilizar la interfaz gráfica denominado PHOEBE 1.0 (PHysics Of Eclipsing BinariEs, legacy, Prša & Zwitter, 2005), la cual se basa enteramente en el código WD. El código permite determinar parámetros asociados con las condiciones físicas y geométricas del sistema, como también los parámetros individuales de las componentes. En el caso de las binarias eclipsantes, determinamos solamente los valores asociados a las curvas de luz, esto es, temperaturas efectivas $T_{\text{ef},1}$ y $T_{\text{ef},2}$, excentricidad (e), inclinación (i), período orbital (P), el cociente de masas entre la componente secundaria y la principal (M_2/M_1), y el cociente de los radios (R_1/R_2), como puede verse en la Tabla 1.

Para realizar el ajuste necesitamos estimaciones iniciales de los valores de los parámetros. Dado que estos objetos no registran observaciones previas, dichos parámetros los obtenemos del análisis de variabilidad antes descripto. Estos parámetros son concretamente el período (P), el índice de color J - Ks y la magnitud media Ks , para deducir en primera instancia las posibles temperaturas efectivas de los sistemas binarios. Del diagrama color-magnitud Ks vs J - Ks del campo observamos que las binarias descubiertas son en su mayoría de secuencia principal. Estos valores los utilizamos como punto de partida del análisis, además de asumir como datos iniciales una inclinación de 90° y excentricidad nula. Luego, a través de las sucesivas iteraciones mediante la aplicación del programa ajustamos dichos valores, juntamente con la razón de masas M_2/M_1 . Aplicando entonces la metodología descripta, ajustamos las curvas de luz de la Figura 1 y derivamos los parámetros consignados en la Tabla 1.

Referencias

- Alonso-García J., et al., 2015, AJ, 149, 99
Minniti D., et al., 2010, New A., 15, 433
Prša A., Zwitter T., 2005, ApJ, 628, 426
Saito R. K., et al., 2012, A&A, 537, A107
Stellingwerf R. F., 1978, ApJ, 224, 953
Stetson P. B., 1996, PASP, 108, 851
Wilson R. E., Devinney E. J., 1971, ApJ, 166, 605
Wilson R. E., van Hamme W., 2010, in Prša A., Zejda M., eds., Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 435, Binaries - Key to Comprehension of the Universe. p. 45
Wilson R. E., Van Hamme W., 2014, ApJ, 780, 151
Wilson R. E., 1994a, PASP, 106, 921
Wilson R. E., 1994b, International Amateur-Professional Photoelectric Photometry Communications, 55, 1
Wilson R. E., 2001, Information Bulletin on Variable Stars, 5076
Wilson R. E., 2006, in Aerts C., Sterken C., eds., Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 349, Astrophysics of Variable Stars. p. 71
Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577



Posible ciclo de actividad cromosférica en AU Mic

R.V. Ibañez Bustos¹, A.P. Buccino¹, M. Flores² & P.J.D. Mauas¹

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

Contacto / ribanez@iafe.uba.ar

Resumen / Muchas estrellas frías de tipo solar presentan ciclos de actividad similares al ciclo solar de 11 años. Sin embargo, poco se sabe de la variabilidad y actividad estelar en estrellas más frías (tipo K tardío y M). En 1999 nace el Proyecto HK α que consiste en observar sistemáticamente un conjunto de estrellas tardías cuyo principal objetivo es el de extender el estudio de su variabilidad y periodicidad al final de la secuencia principal. Para llevar a cabo dicho proyecto, se utiliza el espectrógrafo REOSC montado en el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan). En el presente trabajo, mostramos el primer estudio de actividad cromosférica de largo plazo para la estrella AU Microscopii (GJ 803) de clase espectral M1 V que pertenece a la asociación β Pictoris. Para esta estrella joven de ~ 25 millones de años y con período de rotación de 4.85 d, encontramos un ciclo de actividad de ~ 5 años.

Abstract / Many late-type stars present activity cycles similar to the 11-year solar cycle. However, very little is known about variability and stellar activity in cooler stars (K and M). In 1999, the HK α Project was born. Under the aim extend the study of stellar activity on late dwarfs, we observe systematically a set of late-type stars with REOSC spectrograph mounted on the 2.15 m telescope of the *Complejo Astronómico El Leoncito* (CASLEO, San Juan). In the present work, we present the first long-term study of the chromospheric activity for AU Microscopii (GJ 803), which is a bright M1 V variable star that belongs to the β Pictoris association. For this young star of ~ 25 Myr with a 4.85-day rotation period we found an activity cycle of ~ 5 years.

Keywords / stars: activity — stars: late-type — techniques: spectroscopic

1. Introducción

Los campos magnéticos responsables de lo que conocemos como actividad estelar son generados por el mecanismo de dínamo estelar, resultante de la interacción entre la convección y la rotación de la estrella. Muchas estrellas frías presentan ciclos de actividad similares al ciclo de 11 años en el Sol (Baliunas et al., 1995). En algunos casos, los campos magnéticos de estas estrellas son más intensos que el campo solar. En estrellas más frías, la convección se vuelve más importante, al punto que las estrellas dM más tardías son completamente convectivas y muchas de ellas más activas que el Sol. El estudio de periodicidad, de las estrellas M, nos brinda información directa sobre la relación entre convección y variabilidad.

Con el objetivo de estudiar el dínamo estelar al final de la secuencia principal, en 1999 iniciamos el Proyecto HK α dedicado a observar sistemáticamente un conjunto de estrellas tardías F3 V a M5.5 V. Dichas observaciones se realizaron en el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), ubicado a 2552 m sobre el nivel del mar.

La extensa base de datos del proyecto ha permitido inicialmente la detección de un ciclo de actividad en la estrella Proxima Centauri (Cincunegui et al., 2007a). Este trabajo resultó de gran impacto ya que fue el primer ciclo detectado en una estrella de este tipo espectral y además, al tratarse de una estrella puramente convectiva, no se esperaba encontrar actividad cíclica. También

a partir de espectros de CASLEO y datos fotométricos, detectamos ciclos de actividad en las componentes del sistema binario Gl 375 (Díaz et al., 2007), dos estrellas M tempranas (GJ 229 A y GJ 752 A, Buccino et al. 2011) y en la estrella activa AD Leo (M3Ve) parcialmente convectiva (Buccino et al., 2014).

De forma paralela, el interés en estrellas M ha aumentado notablemente durante los últimos veinte años dado que la probabilidad de detectar planetas rocosos habitables es mucho mayor que para otros tipos espectrales (Dressing & Charbonneau, 2015). Sin embargo, la habitabilidad de estos planetas puede estar restringida por una serie de factores. En particular, es sabido que estas estrellas son muy activas y que la actividad puede influir muy fuertemente en la habitabilidad (Buccino et al., 2007). Por otra parte, la actividad dificulta la detección de planetas y puede producir falsas detecciones (Robertson et al., 2014). De ahí la importancia de caracterizar la actividad de estas estrellas en detalle en diferentes escalas temporales.

En el presente trabajo, presentamos por primera vez un estudio de actividad de largo plazo para la estrella AU Mic (GJ 803). Ésta es una estrella variable cercana (~ 9.9 pc) de clase espectral M1 V que pertenece a la asociación β Pictoris. AU Mic presenta un período de rotación de 4.85 d (Kiraga & Stepień, 2007). A partir de espectros obtenidos en el marco del Proyecto HK α en este trabajo presentamos el primer registro de actividad cromosférica para la estrella AU Mic.

Tabla 1: Col. 1: Turno de observación utilizado para etiquetar los espectros; Col. 2: el xJD al comienzo de cada observación; Col. 3: índice de Mount Wilson (S) obtenido para cada espectro.

Turno	xJD	S	Turno	xJD	S
0904	3275	7.9	1009	5107	10.4
0605	3543	7.2	0610	5357	8.1
0805	3599	9.4	0910	5456	9.6
1105	3698	7.6	0611	5730	9.3
0906	3990	8.3	0911	5820	9.6
0607	4281	10.4	0612	6089	11.5
0907	4369	8.9	0912	6171	10.7
0608	4638	10.1	0614	6833	9.3
0908	4732	11.4	0914	6905	9.0
0609	4990	9.2	0816	7614	9.9

2. Observaciones

En el marco del Proyecto HK α utilizamos el espectrógrafo REOSC, montado en el telescopio Jorge Sahade de CASLEO, para obtener espectros échelle que cubren el rango de longitud de onda 3900–7000 Å a una resolución espectral de $R \sim 13\,000$. Procesamos las observaciones de acuerdo con el método descrito en Cincunegui & Mauas (2004), obteniendo espectros calibrados en flujo.

En la Tabla 1 mostramos los registros de observación de AU Mic. La primera columna indica el turno de observación de cada espectro construido a partir del mes y año de dicha observación; la segunda columna enumera $xJD = JD - 2\,450\,000$, donde JD es la fecha juliana al comienzo de la observación y en la tercera columna mostramos el índice de Mount Wilson, S , que obtuvimos de cada espectro (ver detalles en Cincunegui et al. 2007b). En total contamos con 20 observaciones individuales, distribuidas a lo largo de 7 años entre el 2004 y 2016.

Si bien S es una medida estándar de la actividad estelar, debido al color de las estrellas M ($B - V > 1.00$) y a que exhiben una luminosidad intrínseca débil, es que se presenta una gran dificultad a la hora de observar las líneas del Ca II con una adecuada relación señal-ruido en estrellas M inactivas. Por lo tanto, se realizan grandes esfuerzos buscando nuevos indicadores de actividad estelar desde 5000 a 9000 Å (Buccino et al., 2014). En este sentido, basados en la larga duración de nuestro programa de observación en CASLEO y el hecho de que nuestras observaciones abarcan un amplio rango del espectro, analizamos observaciones simultáneas de la línea Ca II K y la emisión en H α (~ 6500 Å).

3. Resultados

Para cada uno de los espectros, calculamos el índice de Mount Wilson S como una medida estándar, definido como el cociente entre los flujos de las líneas del Ca II H&K centradas en 3968 y 3934 Å y el continuo cercano (ver Cincunegui & Mauas 2004).

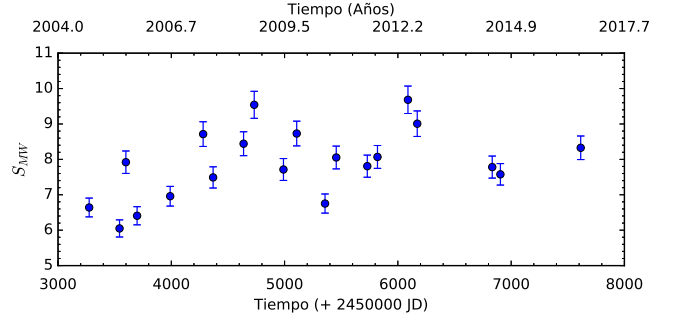


Figura 1: Serie temporal para GJ 803 donde se representa el índice S vs. el tiempo asumiendo un error del 4 % para cada punto (Ibañez Bustos et al., 2017).

3.1. Estudio a largo plazo de la actividad cromosférica

AU Microscopii (GJ 803) es una estrella enana roja joven de ~ 25 Ma. A pesar de que las estrellas de clase espectral M son buenas candidatas para albergar planetas de tipo Tierra, no se han detectado ningún tipo de planeta orbitando alrededor de AU Mic. Sin embargo, por su edad puede afirmarse que se encuentra en la época favorable para la formación de planetas terrestres (Chambers, 2014; Raymond et al., 2012).

AU Mic sólo puede observarse desde el hemisferio sur, lo que nos ha permitido tener un registro casi exclusivo de su actividad desde el comienzo del proyecto HK α hasta la actualidad. En la Fig. 1 mostramos la serie temporal del índice S con un total de veinte observaciones distribuidas a lo largo de doce años (desde el 2004 al 2016). De esta serie de datos encontramos que AU Mic es una estrella altamente activa con un índice de actividad medio de $\langle S \rangle \sim 8$ y una variabilidad $\sigma_S \sim 0.10$. Con el objetivo de buscar ciclos de actividad cromosférica a largo plazo, analizamos la serie temporal mediante el periodograma *Generalized Lomb-Scargle* (Zechmeister & Kürster, 2009). En la Fig. 2 mostramos el gráfico del periodograma donde hallamos un pico que corresponde a un período de 1775 ± 119 días para AU Mic. Para evaluar la significancia de dicho pico, estudiamos la probabilidad de falsa alarma (FAP, por sus siglas en Inglés) en un rango de frecuencias definidas en Zechmeister & Kürster (2009)*. En nuestra evaluación, encontramos que el pico correspondiente a $P_{AU\,Mic} = 1775 \pm 119$ d presenta una significancia del FAP = 6 %.

Para cerciorarnos que el período encontrado para AU Mic (~ 5 a) es consistente, realizamos un análisis posterior donde estudiamos nuestros datos con dos métodos diferentes. El primero de ellos consistió en analizar la serie temporal mediante el periodograma PDM descrito en Stellingwerf (1978)** donde encontramos un período más probable $P_{PDM} = 1797$ d. En el segundo método, utilizamos el periodograma *Bayesian Generalized Lomb-*

* $FAP = 1 - \left[1 - \left(1 - \frac{2P}{N-1} \right)^{\frac{N-3}{2}} \right]^M$ donde M es el número de frecuencias independientes, P es la potencia y N es el número de puntos de la muestra.

**Tarea definida dentro del paquete *astutil* de IRAF.

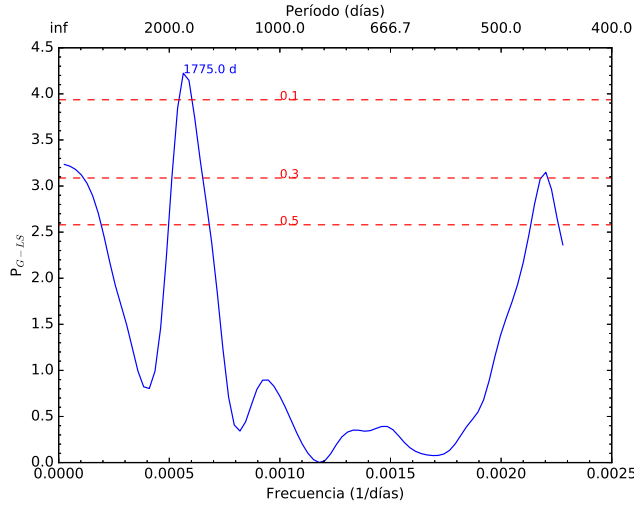


Figura 2: *Generalized Lomb-Scargle Periodogram* de los datos mostrados en la Tabla 1. La probabilidad de falsa alarma o FAP, es del 6%.

Scargle (BGLS; Mortier et al., 2015) para el cálculo de probabilidad de una señal periódica. En este análisis, hallamos un único período más probable de $P_{BGLS} = 1780$ d. Ambos resultados son consistentes con el estudio principal que presentamos en este trabajo.

3.2. $H\alpha$ como indicador de actividad

Dado que estos espectros se encuentran calibrados en flujo y cubren un amplio rango espectral, nos permite correlacionar diferentes indicadores espectrales de actividad cromosférica a diferentes alturas de la atmósfera estelar (Cincunegui et al., 2007b). La línea cromosférica $H\alpha$ es sensible a la actividad magnética. Por este motivo, analizamos mediciones simultáneas del flujo en la línea $Ca II K$ y la emisión en $H\alpha$ (~ 6500 Å) integrado según Cincunegui et al. (2007b).

Los espectros de AU Mic presentan la línea $H\alpha$ en emisión, lo que implica que es una estrella fuertemente activa. En la gráfica de la Fig. 3, presentamos el flujo $H\alpha$ en función del flujo en la línea K del $Ca II$. Encontramos que existe una fuerte correlación entre ambos presentando un coeficiente de Pearson de $R = 0.69$. Por lo tanto, el flujo en la línea de $H\alpha$ es un buen indicador de actividad para AU Mic. Debido a ello, analizamos esta nueva serie mediante el periodograma GLS, y hallamos un período de $P_{H\alpha} = 1562 \pm 237$ d que es consistente con el período encontrado para el índice de actividad S .

4. Conclusiones

En este trabajo estudiamos por primera vez la actividad cromosférica a largo plazo de la estrella AU Microscopii. Por ello, sobre los espectros de CASLEO tomados entre los años 2004 y 2016 calculamos el índice de Mount Wilson S . Utilizando el periodograma *Generalized Lomb-Scargle* obtuvimos un ciclo de actividad no reportado previamente en la literatura para AU Mic

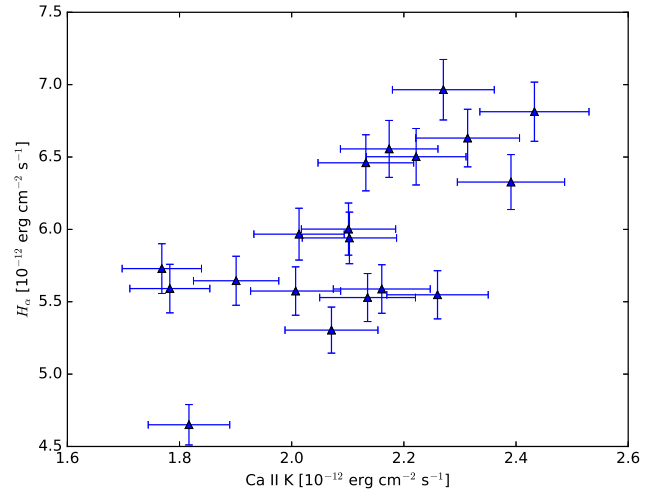


Figura 3: Mediciones simultáneas en el flujo de la línea $H\alpha$ y en la línea K del $Ca II$.

de ~ 5 años. Este resultado fue corroborado por otras técnicas de análisis.

Por otro lado, también analizamos medidas simultáneas de los flujos de la línea $H\alpha$ y en la línea K del $Ca II$ y encontramos una fuerte correlación entre ambos indicadores.

Cabe destacar que estos resultados son preliminares. Se planea por un lado complementar la serie temporal del índice de Mount Wilson con nuevas mediciones de CASLEO y con datos obtenidos de espectros públicos de la base de datos de ESO***. Por otra parte, se planea estudiar la relación entre los flujos de las líneas $Ca II K$ y $H\alpha$ en estrellas M de diferentes niveles de actividad.

Referencias

- Baliunas S. L., et al., 1995, ApJ, 438, 269
- Buccino A. P., Lemarchand G. A., Mauas P. J. D., 2007, Icarus, 192, 582
- Buccino A. P., et al., 2011, AJ, 141, 34
- Buccino A. P., et al., 2014, ApJL, 781, L9
- Chambers J. E., 2014, Icarus, 233, 83
- Cincunegui C., Mauas P. J. D., 2004, A&A, 414, 699
- Cincunegui C., Díaz R. F., Mauas P. J. D., 2007a, A&A, 461, 1107
- Cincunegui C., Díaz R. F., Mauas P. J. D., 2007b, A&A, 469, 309
- Díaz R. F., et al., 2007, A&A, 474, 345
- Dressing C. D., Charbonneau D., 2015, ApJ, 807, 45
- Ibañez Bustos R. V., et al., 2017, BAAA, 59, 16
- Kiraga M., Stepień K., 2007, Acta Astron., 57, 149
- Mortier A., et al., 2015, A&A, 573, A101
- Raymond S. N., et al., 2012, A&A, 541, A11
- Robertson P., et al., 2014, Science, 345, 440
- Stellingwerf R. F., 1978, ApJ, 224, 953
- Zechmeister M., Kürster M., 2009, A&A, 496, 577

***<http://archive.eso.org>



Análisis de curvas de luz de supernovas de tipo II

L. Martínez¹ & M. Bersten^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / laureanomartinez1234@gmail.com

Resumen / En este trabajo presentamos el análisis de un grupo selecto de supernovas (SNs) ricas en hidrógeno, SN 2005cs, SN 2012aw y SN 2012ec, para las cuales existe un buen seguimiento fotométrico y espectroscópico, así como imágenes preexplosión con información directa de la posible estrella progenitora e imágenes postexplosión confirmando la desaparición de dicha estrella progenitora. Derivamos parámetros físicos (masa, energía, radio) para este grupo de objetos a partir del modelado de sus curvas de luz. Encontramos que el acuerdo entre las masas derivadas a partir de nuestros modelos hidrodinámicos y las derivadas a partir de la información preexplosión disponible en la literatura es mejor que el obtenido en trabajos anteriores.

Abstract / In this work we present the analysis of a select group of hydrogen-rich supernovae (SNe), SN 2005cs, SN 2012aw y SN 2012ec, for which there is a good photometric and spectroscopic monitoring, as well as pre-explosion images with direct information from the putative progenitor star and post-explosion images confirming the disappearance of the progenitor star. We determined physical parameters (mass, energy, radius) for this group of objects through their light curves modeling. We find the agreement between the masses derived from our hydrodynamical modeling and those derived from the pre-explosion information available in the literature, better than achieved in previous works.

Keywords / supernovae: general — supernovae: individual: (SN 2005cs, SN 2012aw, SN 2012ec) — supergiants

1. Introducción

Se ha establecido que gran parte de las estrellas que nacen con más de 8 veces la masa del Sol terminan su evolución en una violenta explosión desatada por el colapso del núcleo y conocida como supernova (SN) de colapso nuclear (Heger et al., 2003). Observacionalmente, a estos fenómenos se los clasifica en tres grandes tipos, según sus características espectrales (Filippenko, 1997): SNs de tipo II (SNs II), que presentan fuertes líneas de hidrógeno; SNs de tipo Ib, que no muestran hidrógeno sino que están dominadas por líneas de helio; y SNs de tipo Ic, que no exhiben rasgos definidos de ninguno de estos dos elementos. Una pregunta fundamental de la Astrofísica, y que aún se encuentra sin respuesta, es qué procesos evolutivos de las estrellas masivas determinan el tipo de SN que finalmente producen. Actualmente se cree que las SNs II son producidas por estrellas relativamente menos masivas entre las que sufren el colapso gravitatorio, y que estas estrellas han sido capaces de retener una fracción significativa de sus envolturas ricas en hidrógeno. A pesar de ser el tipo de explosiones más abundantes en la naturaleza (Arcavi et al., 2010), nuestro conocimiento de las propiedades físicas de estos objetos no es del todo satisfactorio. Existen importantes discrepancias en la literatura en cuanto a masas y radios de los progenitores, dependiendo de los métodos que se usen para el análisis (Maguire et al., 2010).

El método más directo para determinar qué tipo de estrella da lugar a una dada SN es el de detectar la estrella progenitora en el sitio de la explosión haciendo uso de imágenes de archivo (Smartt, 2015). El método

requiere que se obtengan imágenes posteriores a la SN, las cuales son necesarias para confirmar la identificación del progenitor al observar su desaparición. Sin embargo, este método sólo puede ser aplicado en casos donde existan imágenes preexplosión y con SNs relativamente cercanas ($d \lesssim 30$ Mpc). Entre los métodos indirectos, el modelado hidrodinámico de las curvas de luz (CL) y los espectros es uno de los más utilizados. Las CL de las SNs son extremadamente sensibles tanto a las propiedades físicas de sus progenitores (masas y radios), como también a las propiedades de la explosión en sí misma (energía liberada, cantidad de níquel radiactivo sintetizado y su distribución; ver por ejemplo Shigeyama & Nomoto (1990), entre otros).

En este trabajo estudiamos la discrepancia existente en las masas de los progenitores de SNs II dependiendo del método utilizado para su derivación. En particular, nos interesa comparar la masa derivada a partir del modelado hidrodinámico de las curvas de luz y la derivada a partir de información directa del progenitor, asociada con modelos evolutivos.

2. Selección de la muestra

Seleccionamos, de entre todas las SNs II existentes en la literatura, un grupo de objetos que cumplieran con nuestros criterios de selección: (i) buen seguimiento fotométrico y espectroscópico; (ii) objetos con identificación de posible progenitor en imágenes preexplosión, para poder comparar con los resultados obtenidos a partir del análisis de estas imágenes; (iii) confirmación del can-

Tabla 1: Distancias, extinciones y tiempos de explosión para la muestra de SNs.

SN	Distancia [Mpc]	E(B-V)	t_{exp} [JD - 2450000]
2005cs	7.1 ± 1.2	0.05	3549 ± 1
2012aw	9.9 ± 0.1	0.074 ± 0.008	6002.6 ± 0.8
2012ec	17.29	0.14	6147.5

didato a progenitor mediante imágenes postexplosión.

Sólo cinco SNs II cumplen con nuestras restricciones y en este trabajo presentamos el análisis de tres de estos objetos, a saber: SN 2005cs, SN 2012aw y SN 2012ec (ver Tabla 1).

Necesitamos un buen seguimiento fotométrico para poder modelar la curva de luz de la SN, y espectroscópico para estimar velocidades fotosféricas. Para esto último utilizamos la línea de Fe II ($\lambda 5169$), ya que esta línea se forma en las regiones internas de la SN y es un buen indicador de la velocidad de la fotosfera.

Los datos fotométricos y velocidades de expansión para los objetos estudiados se obtuvieron de: Pastorello et al. (2006) y Pastorello et al. (2009) para la SN 2005cs; Bose et al. (2013) y Dall’Ora et al. (2014) para la SN 2012aw, y Barbarino et al. (2015) para la SN 2012ec.

3. Modelos

Contamos con un código hidrodinámico lagrangiano unidimensional que simula la explosión de la SN y nos permite calcular CL bolométricas y velocidades de expansión (Bersten et al., 2011). Estos modelos se calculan integrando numéricamente las ecuaciones de la hidrodinámica suponiendo simetría esférica para un gas autogravitante. La explosión es simulada inyectando una cierta cantidad de energía cerca del centro del progenitor.

Necesitamos algún tipo de estructura inicial, en equilibrio hidrostático, que simule las condiciones de la estrella antes de explotar. Hemos adoptado modelos paramétricos tipo doble politropa como modelos pre-SN.

Como el código utilizado calcula CL bolométricas, para poder modelar los datos, necesitamos calcular CL bolométricas a partir de la fotometría observada. Utilizamos la correlación entre el color y la corrección bolométrica encontrada por Bersten & Hamuy (2009), para poder estimar las CL bolométricas de nuestras SNs. En las Figs. 1 y 2 se comparan las CL bolométricas y velocidades de expansión de la muestra.

4. Resultados

Calculamos una grilla de modelos hidrodinámicos variando masa y radio del progenitor, energía de la explosión y masa de níquel para cada una de las SNs bajo estudio hasta encontrar nuestros modelos preferidos, que son los que producen el mejor ajuste de la curva de luz y las velocidades fotosféricas (ver Fig. 3). En la Tabla 2 se muestran los valores de los parámetros adoptados para cada SN. Las CL bolométricas fueron modeladas en

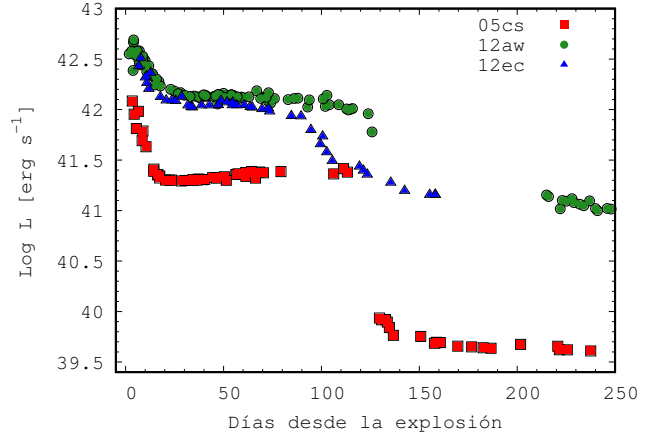


Figura 1: Comparación de las CL bolométricas de nuestra muestra.

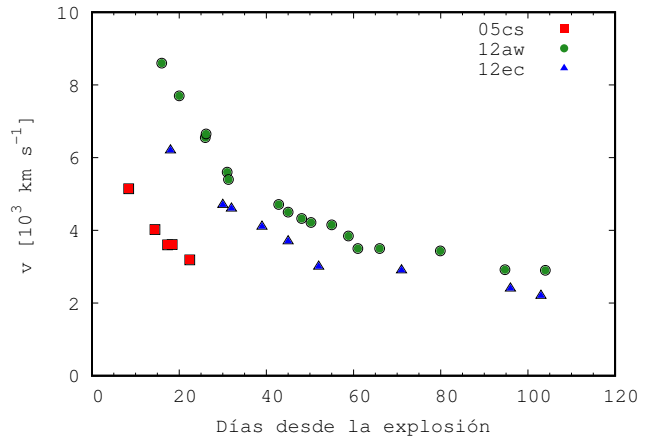


Figura 2: Comparación de las velocidades de expansión de nuestra muestra.

Tabla 2: Parámetros físicos de las SNs derivados a partir del modelado hidrodinámico de sus curvas de luz.

SN	Masa [M_{\odot}]	Radio [R_{\odot}]	Energía [10^{51} erg]	M_{Ni} [M_{\odot}]
2005cs	12	400	0.33	0.0015
2012aw	23	800	1.4	0.066
2012ec	10	1000	0.6	0.042

conjunto con las velocidades fotosféricas para reducir la degeneración existente entre los parámetros físicos.

5. Análisis

De las imágenes preexplosión se puede estimar la luminosidad bolométrica y la temperatura efectiva del progenitor, y por consiguiente, su radio. Conectando una trayectoria evolutiva con la posición del progenitor en el diagrama H-R se puede estimar una masa (M_{pre}). En la Fig. 4 comparamos las masas derivadas mediante nuestro modelado hidrodinámico (M_{hydro}) con las M_{pre} de la literatura. A diferencia de lo encontrado en trabajos

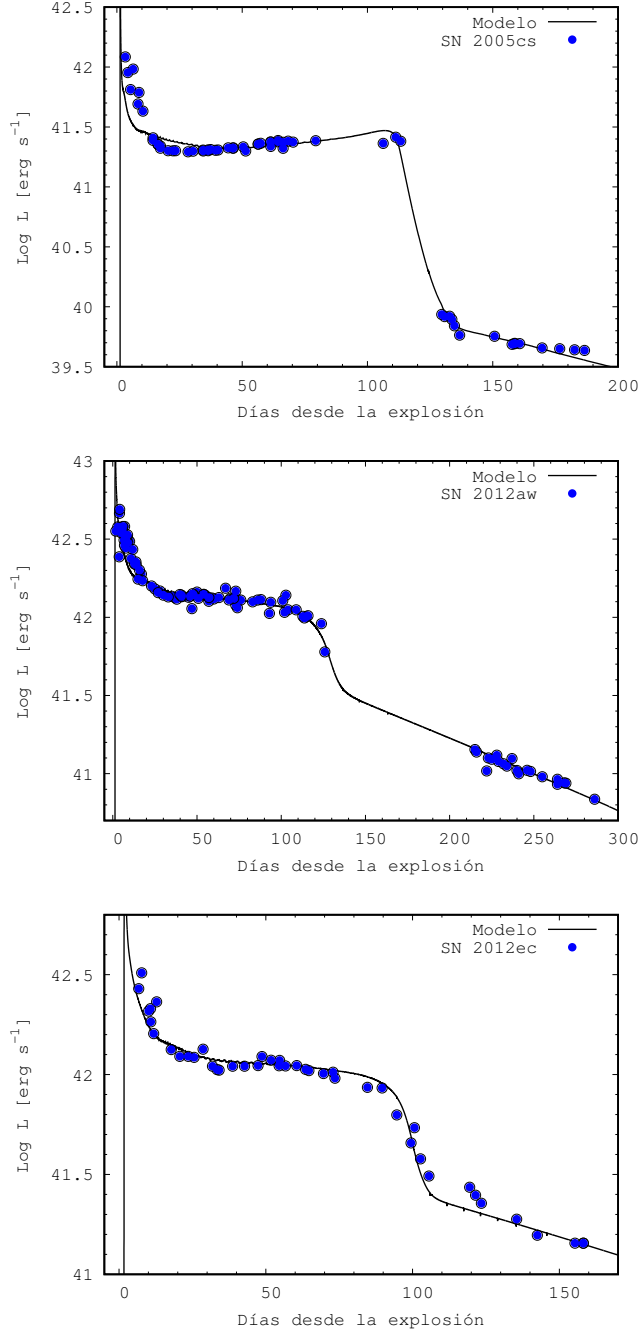


Figura 3: Comparación entre modelos y observaciones de la curva de luz para cada una de las SNs de la muestra. (Arriba) SN 2005cs. (Centro) SN 2012aw. (Abajo) SN 2012ec.

previos (por ejemplo Maguire et al. (2010)), no encontramos que las M_{hydro} sean sistemáticamente mayores que las M_{pre} .

Para las SNs 2005cs y 2012aw vemos que ambas masas son compatibles. En el caso de SN 2012ec, si bien M_{hydro} es menor que M_{pre} , ambas masas podrían ser compatibles si suponemos que la estrella ha perdido al menos $\approx 4 M_{\odot}$ durante su evolución, lo que significa aproximadamente un 25% de la masa total de la estrella progenitora. Notar que la masa deri-

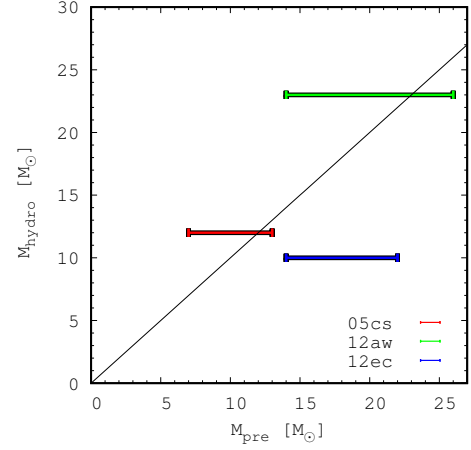


Figura 4: Comparación entre la masa obtenida a través de modelos hidrodinámicos (M_{hydro}) y la determinada a partir de información obtenida en imágenes preexplosión (M_{pre}).

vada a través de la información obtenida en imágenes preexplosión se refiere a la masa de la estrella en la secuencia principal de edad cero (ZAMS), es decir $M_{\text{pre}} = M_{\text{ZAMS}}$. Mientras que M_{hydro} se refiere a la masa de la estrella al momento de explotar y como las estrellas pierden masa durante su evolución es esperable que siempre $M_{\text{hydro}} \lesssim M_{\text{pre}}$.

Agradecimientos: Se agradece el financiamiento de la CIC (a través de la beca de entrenamiento de Laureano Martínez), a la FCAG-UNLP, a la Asociación Argentina de Astronomía, al PICT-2015-3083 y al PIP 11220150100746CO.

Referencias

- Arcavi I., Gal-Yam A., Kasliwal M. M., 2010, *ApJ*, 721, 777
 Barbarino C., Dall’Ora M., Botticella M. T., 2015, *MNRAS*, 445, 2312
 Bersten M. C., Hamuy M., 2009, *ApJ*, 701, 200
 Bersten M. C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, *ApJ*, 729, 61
 Bose S., Kumar B., Sutaria F., 2013, *MNRAS*, 433, 1871
 Dall’Ora M., Botticella M. T., Pumo M. L., 2014, *ApJ*, 787, 139
 Filippenko A. V., 1997, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35, 309
 Heger A., Fryer C. L., Woosley S. E., 2003, *ApJ*, 591, 288
 Maguire K., Di Carlo E., Smartt S. J., 2010, *MNRAS*, 404, 981
 Pastorello A., Sauer D., Taubenberger S., 2006, *MNRAS*, 370, 1752
 Pastorello A., et al., 2009, *MNRAS*, 394, 2266
 Shigeyama T., Nomoto K., 1990, *ApJ*, 360, 242
 Smartt S. J., 2015, *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 32, e016



Modelando SN 2016gkg, la supernova argentina

M. Orellana^{1,2}, M.C. Bersten³, G. Folatelli³, F. García⁴, O. Benvenuto³, V.A. Buso⁵, J.L. Sánchez⁶

¹ UNRN Sede Andina, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

⁴ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

⁵ Observatorio Astronómico Busoniano, Argentina

⁶ Observatorio Astronómico Geminis Austral, Argentina

Contacto / morellana@unrn.edu.ar

Resumen / Víctor Buso, astrónomo aficionado de Rosario, descubrió la que se llamaría SN 2016gkg en la galaxia NGC 613, registrando en forma única datos fotométricos de la llegada de la onda de choque a la superficie de una estrella que se encuentra explotando como supernova (SN). Luego del descubrimiento se realizaron campañas intensivas para monitorearla, lo que permitió clasificarla como de Tipo IIb. En nuestro caso, contamos con datos fotométricos y espectroscópicos que pueden interpretarse en forma diferente a la propuesta por otros autores, y son consistentes con las imágenes preexplosión del telescopio espacial *Hubble*. Establecemos comparaciones con SN 2011dh, una SN similar que ha sido muy estudiada en el contexto de las que se originan en sistemas binarios interactuantes, y presentamos un modelo hidrodinámico que puede dar cuenta del singular cambio de brillo de SN 2016gkg en distintas etapas.

Abstract / Víctor Buso, an amateur astronomer from Rosario, discovered what would be called SN 2016gkg in galaxy NGC 613, recording in unique form photometric data of the arrival of the shockwave to the surface of a star when it was exploding as a supernova (SN). After the discovery, intensive campaigns were carried out to monitor it, which allowed classify it as Type IIb. In our case, we have photometric and spectroscopic data that can be interpreted differently than the one proposed by other authors, and are consistent with the pre-explosion images of the *Hubble* space telescope. We establish comparisons with SN 2011dh, a similar SN that has been well studied in the context of those originated in interacting binary systems, and present an hydrodynamic model that can account for the unique change of brightness of SN 2016gkg in different phases.

Keywords / stars — supernovae: stars — supernovae: individual (SN 2016gkg)

1. Descubrimiento y observaciones

La galaxia NGC 613 ($z = 0.00492$), se encontraba cerca del cenit rosarino el 20 de septiembre de 2016, y fue casualmente elegida para probar una nueva cámara (ZWO ASI1600 MM-C) montada en un telescopio Newtoniano de 406 mm de diámetro (Fig. 1). La cadencia de las observaciones registradas por Víctor Buso esa noche, con 20 segundos de exposición (evitando el brillo del cielo de la ciudad) es difícilmente comparable a la que pueden conseguir las búsquedas sistemáticas, lo que sumado al límite profundo de detección, $V > 19.4$ mag a 5σ , constituye un conjunto de datos sin precedente para el descubrimiento de supernovas. Los detalles de la reducción de los datos observados se describen en Bersten et al. (2018, en prensa).

Las imágenes individuales (filtro *Clear*) han sido procesadas y combinadas en distintas series para obtener valores fotométricos de gran confianza. La pendiente positiva está presente sin importar cómo se combinen dichas imágenes (102 en total). En 25 minutos la SN duplicó su flujo visual. Un ajuste lineal brinda una tasa extremadamente rápida: 43 ± 6 mag d^{-1} . La extrapolación hacia imágenes anteriores tomadas en la misma noche, cuando no se detectaba aún, es $V \simeq 24$ mag (se

indica en magnitud absoluta en la Fig. 2). Esto permite restringir el momento de la explosión a muy pocas horas antes de que se descubra la SN.

La teoría predice un pico muy pronunciado en la emisión de una supernova en los primeros minutos a horas, debido a la llegada del frente de choque a la superficie, llamado *shock breakout* (SBO). En esta breve etapa la emisión es mayor en rayos X o UV. Los detalles del SBO permiten acotar algunas características de la estructura estelar del progenitor y su envoltura, y por lo tanto, su historial de pérdida de masa en etapas tardías. La detección fortuita de una SN en esta fase, con un muestreo que permita obtener este tipo de resultados, representa un desafío para la posible sistematización de las observaciones. En Bersten et al. (2018, en prensa) se estima una chance extremadamente baja, $\leq 10^{-6}$, para que evento y observador encuentren esta sincronía.

2. Curva de luz

La Fig. 2 muestra los datos del descubrimiento y de los primeros 25 días de seguimiento por distintos autores: Kilpatrick et al. (2017), Tartaglia et al. (2017), Arcavi et al. (2017). El seguimiento observacional realmente intensivo de la supernova fue impulsado por la publicación

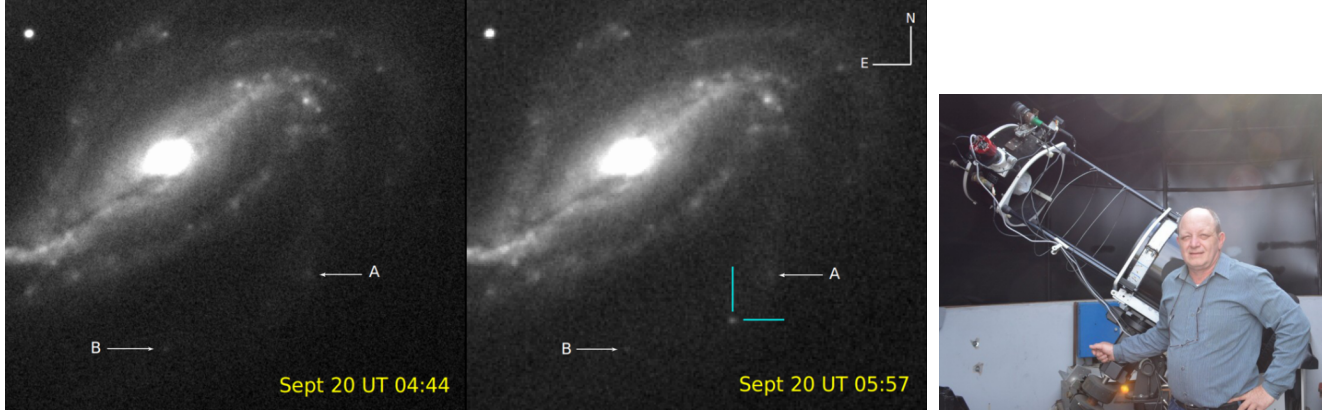


Figura 1: SN2016gkg en NGC 613: la precisión del momento estimado de la explosión es, a lo sumo, de unas 3 horas. El progenitor pudo identificarse en imágenes de archivo del telescopio espacial *Hubble* del 2001. A la derecha, Víctor Buso y su telescopio.

de Otero & Buso (2016). Durante los tres días siguientes a la explosión el desarrollo del máximo de la curva de luz debido al enfriamiento por la expansión es uno de los mejores observados hasta ahora. Piro et al. (2017) ha modelado esta fase sin todos los datos del SBO. El decaimiento del níquel ^{56}Ni potencia el máximo de la etapa siguiente, que para esta SN ocurrió cerca de 21 días después de la explosión.

En la Fig. 2 también se incluye el resultado de nuestro modelo hidrodinámico. La curva continua corresponde al mejor ajuste, pero en realidad se realizaron numerosas corridas explorando el espacio de parámetros y/o las condiciones iniciales del código documentado en Bersten et al. (2011). Dicho código cuenta, entre otras características, con la capacidad de incorporar el aporte energético del decaimiento del ^{56}Ni . Como condición inicial se le debe proveer la estructura y composición química de la estrella que explota (progenitor), lo cual es de por sí un problema.

La ubicación del progenitor en el diagrama Hertzsprung–Russell (donde L y T_{eff} se estimaron en base a imágenes preexplosión) es poco consistente con los recorridos evolutivos de estrellas masivas en evolución aislada pues no terminan con un núcleo descubierto, mayormente de He, tan poco masivo. Resulta más apropiado considerar el escenario de evolución binaria (en vez de evolución aislada) para modelar SN 2016gkg, ver también Kilpatrick et al. (2017). Con respecto a los parámetros que definen a dicho sistema binario, cabe mencionar que existe más de una solución posible, pero no hemos buscado todos los rangos porque hay más de un parámetro degenerado.

3. Comparaciones

En la Fig. 3 mostramos las supernovas que cuentan con observaciones más tempranas en el óptico (o bandas fotométricas equivalentes, pues la pendiente es en el sistema en reposo). La única que ha mostrado un incremento similar es SN 2006aj que está asociada a una explosión de rayos gama (*GRB*) y probablemente tenga otros mecanismos en juego, y por ello, mayor luminosidad (Cam-

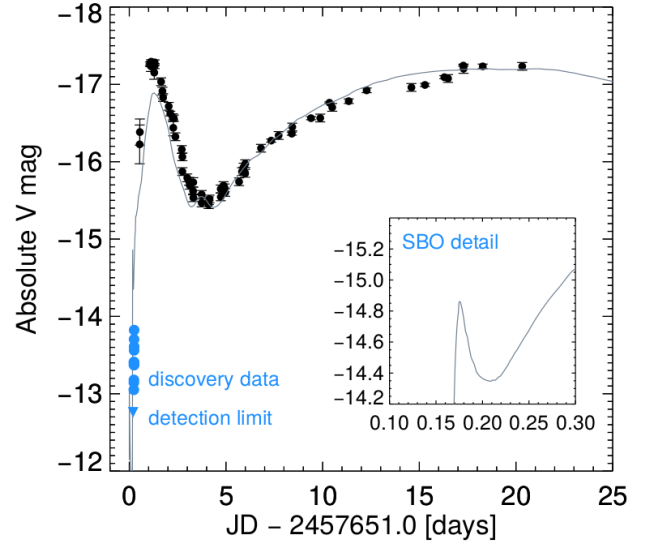


Figura 2: Fotometría de los primeros 25 días de SN2016gkg. El trazo continuo corresponde a nuestro modelo hidrodinámico que mejor ajusta los datos. El recuadro muestra el máximo correspondiente al SBO (*shock breakout*). Interpretamos los datos del descubrimiento (celeste) como la subida previa a este momento, cuando literalmente la estrella estaba explotando.

pana et al., 2006). El error de la pendiente que ajusta los datos de Buso (etiqueta *discovery* en la Fig. 2) es mucho menor.

4. Conclusiones

En Bersten et al. (2018, en prensa) reportamos todos los argumentos para interpretar la escalada del brillo observado por V. Buso como evidencia del SBO, como se muestra en la Fig. 2. A través del modelado, se estiman la energía de la explosión ($E_k \sim 1.2 \times 10^{51}$ erg), masa eyectada ($\sim 3.4 M_{\odot}$), y masa de níquel ($M_{\text{Ni}} \sim 0.085 M_{\odot}$). Se encontró además que para $t < 1$ día el ajuste mejora con la inclusión de material circunstelar

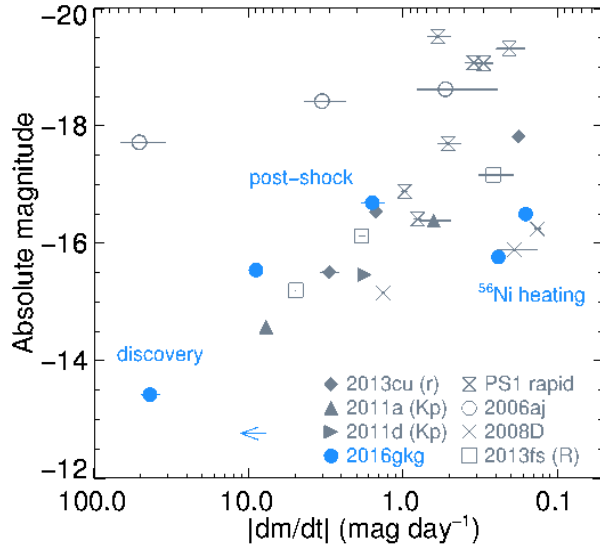


Figura 3: Tasa de crecimiento en magnitudes por día para las supernovas que han sido descubiertas en forma temprana. Es notoria la posición del descubrimiento de SN 2016gkg en comparación con las demás. Se incluyen datos de Drout et al. (2014), Modjaz et al. (2009), Rubin & Gal-Yam (2017), Gal-Yam et al. (2014), Yaron et al. (2017) y el gráfico se basa en el que presentaron Tanaka et al. (2016) pero en este caso se llevó al filtro V o el más próximo disponible.

extendido rico en hidrógeno. De acuerdo a nuestros resultados, el radio estelar y la masa involucrada en dicha envoltura se encuentra en el rango de valores típicos de las supernovas de tipo IIb. En particular, la estrella progenitora de SN 2016gkg es sólo ligeramente más masiva y extendida que la del caso más estudiado, SN 2011dh Benvenuto et al. (2013) que se interpreta como resultado de evolución binaria.

Agradecimientos: V. B. agradece a sus padres, Julio e Hilda, su señora Viviana Biciré e hija, Camila Iris; y a su amigo, A. Kleiman. J. S. agradece la asistencia de F. Rodríguez. V. B. y J. S. desean agradecer a R. Pizzi y F. Bustos. Esta investigación es parcialmente financiada por el PI40B531 de la Universidad Nacional de Río Negro, el PICT-2015-3083 y PIP 11220150100746CO.

Referencias

- Arcavi I., et al., 2017, ApJL, 837, L2
 Benvenuto O. G., Bersten M. C., Nomoto K., 2013, ApJ, 762, 74
 Bersten M. C., Benvenuto O., Hamuy M., 2011, ApJ, 729, 61
 Campana S., et al., 2006, Nature, 442, 1008
 Drout M. R., et al., 2014, ApJ, 794, 23
 Gal-Yam A., et al., 2014, Nature, 509, 471
 Kilpatrick C. D., et al., 2017, MNRAS, 465, 4650
 Modjaz M., et al., 2009, ApJ, 702, 226
 Otero S., Buso V., 2016, Transient Name Server Discovery Report, 695
 Piro A. L., et al., 2017, ApJ, 846, 94
 Rubin A., Gal-Yam A., 2017, ApJ, 848, 8
 Tanaka M., et al., 2016, ApJ, 819, 5
 Tartaglia L., et al., 2017, ApJL, 836, L12
 Yaron O., et al., 2017, Nature Physics, 13, 510



Supernovas superluminosas de Tipo II Plateau

M. Orellana^{1,2}, M.C. Bersten³

¹ UNRN Sede Andina, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Instituto de Astrofísica La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / morellana@unrn.edu.ar

Resumen / Hemos incorporado el efecto de la inyección de energía provista por un magnetar como fuente adicional para potenciar la curva de luz de supernovas superluminosas, esto es, supernovas que brillan entre diez y cien veces más de lo usual. Estudiamos con mayor detalle el caso de las progenitoras ricas en hidrógeno. Presentamos aquí resultados de nuestra exploración del espacio de parámetros físicos que llevan a distintas morfologías de curvas de luz. Identificamos casos que desarrollan una fase de luminosidad cuasi constante, y preservarían la clasificación *plateau* definida para supernovas normales.

Abstract / We have incorporated the effect of the energy injection provided by a magnetar as an additional source to power the light curve of superlumine supernovae, that is, supernovae that shine between ten and one hundred times more than usual. We study in greater detail the case of hydrogen-rich progenitor stars. We present results of our exploration of the space of physical parameters that lead to different morphologies of the light curves. We identified cases that develop a quasi-constant luminosity phase, and would preserve the plateau classification defined for normal supernovae.

Keywords / stars — supernovae: stars — supernovae: individual (SN 2016gkg)

1. Introducción

El origen físico de las supernovas (SNs) más brillantes, o SuperNovas SuperLuminosas (SLSNs, por sus siglas en inglés) es un tema abierto (Gal-Yam, 2012) y para el cual se debaten al menos tres escenarios posibles. Uno de ellos involucra la inestabilidad por formación de pares, y es viable sólo para estrellas de muy alta masa (Woosley et al., 2007, y trabajos que lo citan), como las que podrían haberse formado en las primeras generaciones estelares con muy baja metalicidad. Otra alternativa es la interacción por choque entre el material eyectado por la supernova con material circumestelar previamente expulsado (Chevalier & Irwin, 2011), y se suele asociar con la presencia de líneas espectrales en emisión. Finalmente, uno de los mecanismos más populares, invocado cuando no se detectan líneas en emisión en el espectro, es que exista alguna particularidad en el objeto central que se forma como resultado del colapso del núcleo. Si dicho objeto es una estrella de neutrones altamente magnetizada, que rota rápidamente, se le llama magnetar. La energía que pierde el magnetar provee el impulso y luminosidad de la SLSN. La idea, discutida en Maeda et al. (2007), cobró mayor ímpetu a partir de los trabajos de Kasen & Bildsten (2010) y Woosley (2010). Si se da alguna combinación de escenarios, suele llamarse modelo híbrido, por ejemplo Chatzopoulos et al. (2016).

El estudio de las SLSNs ha avanzado en los últimos años. Gracias a la mayor cantidad de búsquedas sistemáticas se han descubierto a una tasa mayor, y se ha propuesto mantener el esquema de clasificación de las SNs normales. Sobre las SLSNs pobres en hidrógeno, o

de tipo I, ver Quimby et al. (2011). Los primeros objetos bien estudiados del tipo SLSN, ambos con hidrógeno en su espectro (tipo II) son SN2006gy (Smith et al., 2007; Ofek et al., 2007) y SN 2008es (Gezari et al., 2009; Miller et al., 2009). Pero en general, son pocas las SLSNs de tipo II, siendo un ejemplo OGLE-2014-SN-073 Terrestrial et al. (2017), y una referencia relevante, el trabajo de Inserra et al. (2018). En este trabajo indagamos sobre la posibilidad de que las SLSNs de tipo II puedan desarrollar una fase de luminosidad cuasi constante o *plateau*.

1.1. Magnetar

En la Vía Láctea se conocen 23 magnetares (confirmados de acuerdo a la revisión de Kaspi & Beloborodov (2017), y hay unos 7 candidatos más). Su campo magnético, estimado a través del período de rotación y su tasa de cambio, es de $B \sim 10^{14-15}$ Gauss (Olausen & Kaspi, 2014). Estudios teóricos sobre el enfriamiento de las estrellas de neutrones llevan a pensar que dicho valor es similar al que tenían al formarse (Turolla et al., 2015). Simplemente han perdido energía rotacional (indicaremos con E_{rot} su valor inicial) durante unos miles de años. Al formarse, un magnetar libera, a expensas del frenado de su rotación, una cantidad de energía similar o incluso mayor a la de una explosión de supernova, unos $\sim 10^{51}$ erg ($\equiv 1$ foe). Por ello la formación de un magnetar provee una explicación natural para potenciar energéticamente una SN Kasen & Bildsten (2010).

La evolución de la energía inyectada por el magnetar por unidad de tiempo en la base de la eyecta sigue una

prescripción sencilla. Asumiendo un índice de frenado canónico, $n = 3$ por radiación dipolar, se tiene:

$$L(t) = \frac{E_{\text{rot}}}{t_p} \left(1 + \frac{t}{t_p}\right)^{-2}, \quad (1)$$

donde t_p es la escala temporal inicial de frenado (*spin-down*, aunque el índice se relaciona a la palabra pulsar, como se usa en la bibliografía). Elegimos utilizar como parámetros físicos del magnetar su E_{rot} y t_p , que equivalen a considerar B (campo magnético) y P (período inicial) pero con menos suposiciones sobre la estrella de neutrones*.

En Orellana et al. (2016) hemos presentado la inclusión de un magnetar en el código hidrodinámico que empleamos para el cálculo de curvas de luz. Se trata de una modificación del código presentado en Bersten (2013), y que permitió luego proponer una explicación para la SN más brillante conocida a la fecha, la SLSN-I ASASSN-15lh Dong et al. (2016) que hemos modelado en (Bersten et al., 2016). Otros resultados previos a este trabajo se presentaron en Bersten & Benvenuto (2016).

2. SN II con magnetar

Exploramos el cambio en la curva de luz de una SN como resultado de la inyección de energía del magnetar, más concretamente, mediante simulaciones hidrodinámicas 1D acopladas al transporte de radiación, seguimos la propagación de la onda de choque que utiliza el frenado del magnetar como mecanismo central adicional a los convencionales. Consideramos valores de E_{rot} entre 1 y 100 foe, y $t_p = 0.03 - 10$ días, con paso logarítmico para ambos parámetros. Notamos que el valor máximo de energía rotacional que puede extraerse del magnetar se encuentra en ~ 165 foe (Metzger et al., 2015). La elección de estos rangos para los valores de los parámetros nos permite que el efecto pueda verificarse (pues $E_{\text{rot}} \gtrsim E_k$ incluso para nuestro mínimo de E_{rot}) mientras que el máximo respeta el límite que hemos mencionado. En combinación con E_{rot} , los valores límites de t_p elegido se corresponden a un período inicial desde aproximadamente medio milisegundo (ms) hasta menos de 10 ms, lo que permite cubrir todo el rango de interés. Aquí consideramos una estrella progenitora rica en hidrógeno de $15 M_{\odot}$, cuya estructura de supergigante roja fue calculada siguiendo la evolución en forma consistente por Nomoto & Hashimoto (1988). Otros valores que se fijaron son $E_k = 1.5$ foe y una masa de ^{56}Ni de $0.1 M_{\odot}$. El valor de M_{Ni} elegido es mayor al del promedio que se obtiene para las SNIIP normales, dependiendo de la muestra observada y del modelado que se adopte (ej. Müller et al., 2017), pero no es nuestra intención reproducir en detalle los resultados de SN normales. La modificación de este parámetro normalmente influye en la luminosidad de la cola, que queda enmascarado por el efecto del magnetar. Podría ser materia de otro estudio el variar M_{Ni} . Por otro lado, la E_k adoptada es un valor

*Entrarían en juego el radio y momento de inercia que dependen de la estructura interna, dada una ecuación de estado. Asimismo, la influencia de la inclinación se absorbe considerando un valor medio del ángulo Viganò (2013).

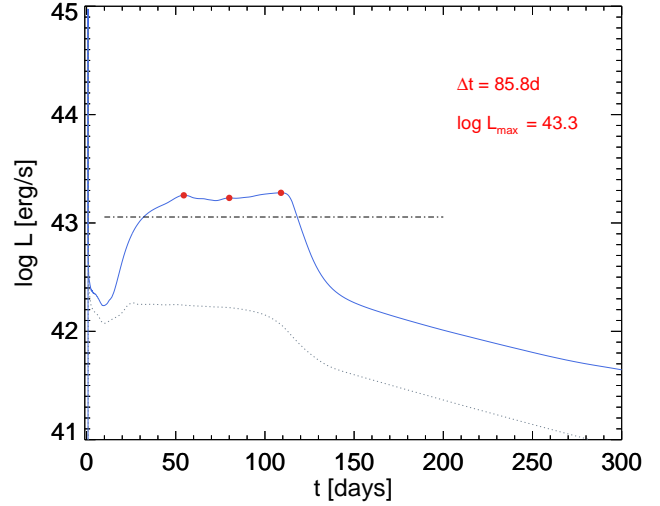


Figura 1: Una de las curvas de luz obtenidas. La curva azul corresponde a un magnetar con $t_p=1$ día y $E_{\text{rot}} = 3 \times 10^{51}$ erg. Los puntos indican los máximos locales, cuyo promedio es L_{max} que en este caso, es lo que denominamos la luminosidad del *plateau*. En gris se muestra la misma supernova sin magnetar. Las intersecciones de la recta horizontal punteada con la curva de luz definen la duración Δt del máximo.

representativo dentro de los rangos que se han derivado en trabajos como el mencionado, en particular cuando $M_{\text{Ni}} \sim 0.1 M_{\odot}$.

No encontramos en la literatura una única caracterización estandarizada para las curvas de luz de las SNIIP aplicable sobre los modelos, véase Bersten (2013). En trabajos observacionales, como no se considera la luminosidad bolométrica, sino alguna banda de observación, y normalmente se desconoce el momento de la explosión, se trabaja en base al momento de transición hacia la fase final, dominada por el decaimiento de material radioactivo Olivares E. et al. (2010). Es importante notar que este criterio no se aplicaría para muchas de las curvas que obtuvimos, sobretodo, las que no tienen una fase final diferenciada. Por otro lado, Sukhbold & Thompson (2017) proponen en un trabajo reciente sobre las propiedades de SNIIP, hacer una medición de la duración del *plateau* en base a el radio de la fotósfera. Si bien sobre los resultados de los modelos es posible medirlo, este valor se aleja de ser un observable.

Para caracterizar la forma de la curva de luz definimos L_{max} al valor promedio entre máximos locales que presenta una curva de luz para tiempos posteriores al máximo de emergencia del choque (*shock breakout*). El ancho del máximo de la curva es otro valor de interés. Llamamos Δt a la duración del intervalo en que cumple $\log L > (\log L_{\text{max}} - 0.2 \text{ dex})$, donde la luminosidad está en erg s^{-1} . La Fig. 1 ilustra esta metodología. La definición de estos valores nos permite cuantificar el máximo de las curvas de luz y su duración (ver Fig. 1). Hemos realizado una exploración del espacio de parámetros, y los resultados se muestran en las Figs. 2.

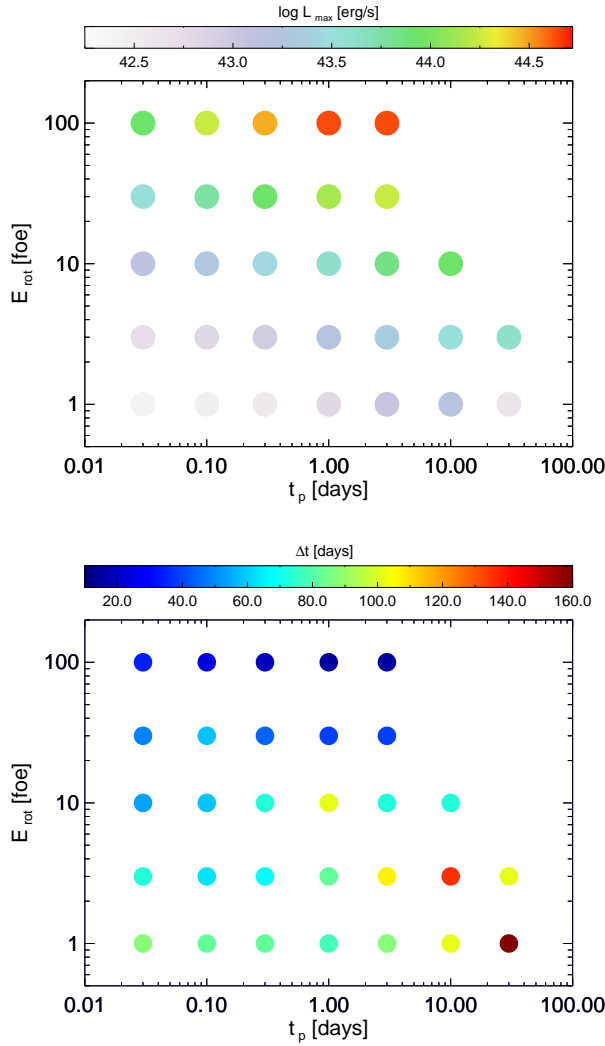


Figura 2: Luminosidad L_{\max} de las curvas de luz calculadas, en función de los parámetros que definen al magnetar. En algunos casos, se corresponde a la luminosidad de una fase *plateau*, mientras que otras curvas de luz tienen un único máximo, más breve (ver panel inferior). Los puntos más claros, de menor luminosidad máxima, no son SN superluminosas.

3. Resultados y perspectivas

Hemos obtenido una diversidad de morfologías: en algunos casos, se da un único máximo seguido de un declinamiento continuo de la luminosidad. En otros, como el que mostramos en la Fig. 1 se desarrolla una fase *plateau*. Para los valores analizados en este trabajo, la duración de dicho *plateau* es en líneas generales similar a la de las SNIIP normales, del orden de unos 80 días. Se obtienen también casos intermedios con un máximo seguido de declinación, pero la pendiente presenta más tarde en la evolución un quiebre pronunciado. Daremos mayores detalles en un trabajo que se encuentra en preparación.

De acuerdo a los resultados expuestos, teóricamente se encuentra bien justificada la existencia de SLSNs de tipo IIP potenciadas por magnetares. A la fecha, no se han observado o clasificado de esta forma (Inserra

et al., 2018). En cambio, se ha reportado recientemente (Terreran et al., 2017) una SLSN II peculiar, similar a 1987A pero mucho más brillante. El modelo que hemos presentado aquí puede adaptarse para explicarla, como mostraremos en otra publicación. En base a modelos hidrodinámicos sería posible estimar los valores de los parámetros físicos del magnetar a partir de la curva de luz. A su vez, es posible acotar los modelos con valores observados de la velocidad de expansión de la fotósfera. Sin embargo, no deben perderse de vista las degeneraciones paramétricas que afectan a este tipo de modelos, y que aún hay detalles de la física más básica, relacionados al acoplamiento entre el magnetar y la supernova, que no se encuentran totalmente desarrollados.

Agradecimientos: Esta investigación es parcialmente financiada por el PI40B531 de la Universidad Nacional de Río Negro, el PICT-2015-3083 y PIP 11220150100746CO. Agradecemos a Omar Benvenuto sus aportes a esta investigación; y al revisor de este manuscrito.

Referencias

- Bersten M. C., Benvenuto O. G., 2016, BAAA, 58, 246
- Bersten M. C., et al., 2016, ApJL, 817, L8
- Bersten M. C., 2013, PhD Thesis, ArXiv/1303.0639
- Chatzopoulos E., et al., 2016, ApJ, 828, 94
- Chevalier R. A., Irwin C. M., 2011, ApJL, 729, L6
- Dong S., et al., 2016, Science, 351, 257
- Gal-Yam A., 2012, Science, 337, 927
- Gezari S., et al., 2009, ApJ, 690, 1313
- Inserra C., et al., 2018, MNRAS, 475, 1046
- Kasen D., Bildsten L., 2010, ApJ, 717, 245
- Kaspi V. M., Beloborodov A. M., 2017, ARA&A, 55, 261
- Maeda K., et al., 2007, ApJ, 666, 1069
- Metzger B. D., et al., 2015, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 454, 3311
- Miller A. A., et al., 2009, ApJ, 690, 1303
- Müller T., et al., 2017, ApJ, 841, 127
- Nomoto K., Hashimoto M., 1988, Physics Reports, 163, 13
- Ofek E. O., et al., 2007, ApJL, 659, L13
- Olausen S. A., Kaspi V. M., 2014, ApJS, 212, 6
- Olivares E. F., et al., 2010, ApJ, 715, 833
- Orellana M., Bersten M. C., Benvenuto O. G., 2016, BAAA, 58, 108
- Quimby R. M., et al., 2011, Nature, 474, 487
- Smith N., et al., 2007, ApJ, 666, 1116
- Sukhbold T., Thompson T. A., 2017, Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 472, 224
- Terreran G., et al., 2017, Nature Astronomy, 1, 713
- Turolla R., Zane S., Watts A. L., 2015, Reports on Progress in Physics, 78, 116901
- Viganò D., 2013, PhD thesis, University of Alicante
- Woosley S. E., Blinnikov S., Heger A., 2007, Nature, 450, 390
- Woosley S. E., 2010, ApJL, 719, L204



Búsqueda de ciclos de actividad cromosféricos mediante espectros CASLEO y HARPS

M.G. Flores^{1,2}, A.E. Collado^{1,2}, C.E. Saffe^{1,2}, A.P. Buccino^{3,4} & M. Jaque Arancibia¹

¹ *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina*

³ *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

⁴ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

Contacto / matiasflorestrivigno@conicet.gov.ar

Resumen / En esta contribución realizamos una búsqueda de ciclos de actividad cromosféricos en una muestra de 1048 estrellas de tipos espectrales FGK. Para ello, calculamos el índice de Mount Wilson (S_{MW}) para cada objeto y posteriormente analizamos individualmente las series temporales correspondientes. Los espectros de 47 estrellas de la muestra total fueron adquiridos con el espectrógrafo REOSC, adosado al telescopio Jorge Sahade de 2.15 m de CASLEO. Adicionalmente, analizamos los espectros de 1001 estrellas provenientes de la extensa base de datos del espectrógrafo HARPS. Este instrumento opera en el telescopio de 3.6 m del ESO en La Silla, Chile.

Abstract / In this contribution we make a search of chromospheric activity cycles in a sample of 1048 stars of FGK spectral types. To do so, we calculate the Mount Wilson index (S_{MW}) for each object and then the corresponding temporal series were individually analysed. The spectra of 47 stars of the total sample were acquired with the REOSC spectrograph, attached to the 2.15 m Jorge Sahade telescope of CASLEO. Additionally, we analysed the spectra of 1001 stars belonging to the extensive database of HARPS spectrograph. This instrument operates in the 3.6 m ESO telescope at La Silla, Chile.

Keywords / Stars:activity — Stars: chromospheres — Stars: solar-type

1. Introducción

Los estudios sistemáticos de actividad estelar cromosférica y variabilidad fueron iniciados en el Observatorio Mount Wilson en 1966 por Olin Wilson, comenzando así el proyecto H-K (Wilson, 1978). Este proyecto tenía como objetivo medir el flujo en dos bandas centradas en las líneas H&K del Ca II (3968.4 Å, 3933.6 Å), y dos bandas de referencia en el continuo cercano. El cociente entre estos dos flujos se denomina índice de Mount Wilson (S_{MW}).

El proyecto H-K estableció las bases para nuestra comprensión actual de la actividad cromosférica. Baliunas & Soon (1995) analizaron las longitudes de los ciclos en estrellas de tipo solar y concluyeron que existe una relación de proporcionalidad inversa entre esta longitud del ciclo y el nivel medio de actividad de la estrella. Luego, Baliunas et al. (1998) encontraron que un 60 % de las estrellas analizadas en su muestra presentaban un nivel medio de actividad y un comportamiento cíclico como el del Sol con períodos que van de 2.5 a 21 años. Alrededor del 25 % de los objetos mostraron grandes niveles de actividad magnética con variaciones erráticas y sin una periodicidad observable. El otro 15 % correspondía a estrellas con menores niveles de emisión y constantes en el tiempo. Este grupo es interesante, porque podría tratarse de estrellas que se encuentren en un período de inactividad como el que mostró el Sol durante el “Mínimo de Maunder”, entre 1645 y 1715 (Eddy, 1976).

El monitoreo de la actividad en estrellas frías de se-

cuencia principal proporciona información valiosa para muchos campos de la Astronomía. La detección de ciclos de actividad en una muestra de estrellas con características físicas similares al Sol permitiría:

- Conocer si el Sol es una estrella típica (e.g. Hall et al., 2007, 2009).
- Determinar la radiación del Sol temprano, la cual es determinante en los procesos de biogénesis en la Tierra (e.g. Guinan et al., 2003; Sanz-Forcada et al., 2013).
- Proporcionar información acerca de eventos tales como el Mínimo de Maunder.

En la actualidad, existen diversos ciclos de actividad reportados en la literatura (e.g. Wilson, 1978; Baliunas et al., 1995, 1998; Egeland et al., 2015). Sin embargo, se conoce poco acerca de los ciclos en estrellas de tipo análogas/gemelas solares (e.g. Hall & Lockwood, 2000; Hall et al., 2007; Sanz-Forcada et al., 2013). Motivados por esto, los objetivos principales de esta contribución consisten en estudiar la actividad cromosférica en un conjunto de estrellas de tipo solar para clasificar su posible variabilidad y realizar una búsqueda de ciclos cromosféricos, incluyendo aquellas estrellas muy similares al Sol. Para tal fin, se analizarán tanto espectros propios como aquéllos pertenecientes a la base de datos del espectrógrafo *High Accuracy Radial velocity Planet Searcher* (HARPS).

2. Observaciones

Los espectros de CASLEO de los objetos analizados aquí, fueron adquiridos entre 2002–2015 con el espectrógrafo REOSC. Durante este período, se han recolectado más de 6000 espectros echelle de resolución media ($R \approx 13000$) para ≈ 150 estrellas de secuencia principal con tipos espectrales F5.5 a M5. Una parte de los objetos analizados en este trabajo corresponde a una submuestra de 47 estrellas FGK, las cuales a su vez cuentan con un muestreo temporal adecuado para realizar un estudio de actividad a largo plazo. Los espectros fueron reducidos mediante las tareas estándar de IRAF y corregidos por velocidad radial. Luego, se seleccionó cuidadosamente sólo aquéllos con relación señal ruido (S/N) lo suficientemente alta (> 100) para así medir con mayor precisión los flujos en las líneas H&K del Ca II. Posteriormente, se calculó el índice S_{MW} para todos los objetos mediante la calibración de Cincunegui et al. (2007).

Por otro lado, los espectros HARPS ($R \approx 115000$) se obtuvieron de la base de datos del telescopio de 3.6 m del ESO*, los mismos han sido reducidos automáticamente por la *pipeline* de HARPS. En este caso, el índice S_{MW} se obtuvo a través de la calibración de Lovis et al. (2011).

3. Análisis y resultados

La búsqueda de señales periódicas fue realizada mediante el cálculo del periodograma de Lomb-Scargle (Horne & Baliunas, 1986). Como resultado del análisis de la muestra total, encontramos 21 estrellas con ciclos de actividad significativos, es decir que poseen una probabilidad de falsa alarma (*False Alarm Probability*, FAP) baja (FAP < 0.5). En las Figs. 1 y 2 se muestran las series temporales para seis de estos objetos, mientras que en la Tabla 1 se detallan los ciclos (objetos CASLEO y HARPS, respectivamente) junto a la FAP correspondiente. Cabe destacar que el estudio realizado en uno de estos objetos ha sido recientemente publicado (Flores et al., 2016). En el mismo, se detectó un ciclo de actividad cromosférico en la estrella gemela/análoga solar HD 45184 de 1878 días. Llamativamente, los espectros revelaron que este ciclo además se replicaba en las líneas de la serie de Balmer y otras líneas del Fe II (4924 Å, 5018 Å y 5169 Å). Esta variación fue detectada por primera vez en este estudio.

Adicionalmente, otros objetos de la muestra fueron clasificados como erráticos o constantes. Sin embargo, debido a que algunos tienen pocas observaciones ($n \lesssim 6$, 509 objetos), una FAP muy alta (221 objetos), series temporales muy ruidosas o poco densas (83 objetos) o cuentan con un muestreo temporal muy limitado (214 objetos), estos, por el momento, no pueden ser clasificados adecuadamente.

Un objeto de particular interés dentro de la muestra es el sistema binario ζ Reticuli, el cual está formado por las componentes HD 20766 y HD 20807 (ζ^1 Ret – ζ^2 Ret). Un análisis Bayesiano de los movimientos propios de este sistema, indica que existe una alta probabilidad

*http://archive.eso.org/wdb/wdb/adp/phase3_spectral/form?phase3_collection=HARPS

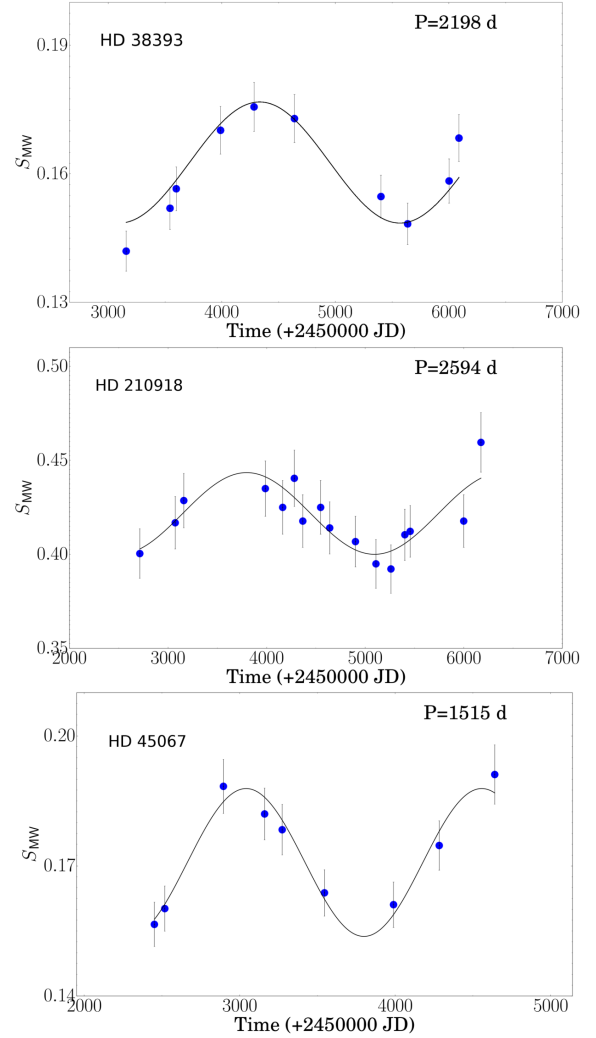


Figura 1: Series temporales del índice de Mount Wilson para objetos con comportamiento cíclico de la muestra CASLEO. Se incluyen en color negro los ajustes realizados mediante una función armónica. Se indican los períodos en días.

Tabla 1: Ciclos detectados a partir de espectros CASLEO y HARPS (subíndices C y H, respectivamente).

Ciclo	FAP (%)
2198 _C	2.2
2594 _C	0.3
1515 _C	1.4
3119 _H	3.5
2741 _H	0.0
1878 _H	0.0

($\sim 100\%$) de que el mismo esté físicamente conectado (Shaya & Olling, 2011). Se asume entonces que las componentes de este sistema han sido formadas desde una misma nube molecular. En promedio, los niveles de actividad dependen de propiedades estelares tales como la temperatura y edad. Luego, dado que las componentes de este sistema son notablemente parecidas entre sí, entonces no se deberían esperar diferencias significativas en su actividad (Mamajek & Hillenbrand, 2008).

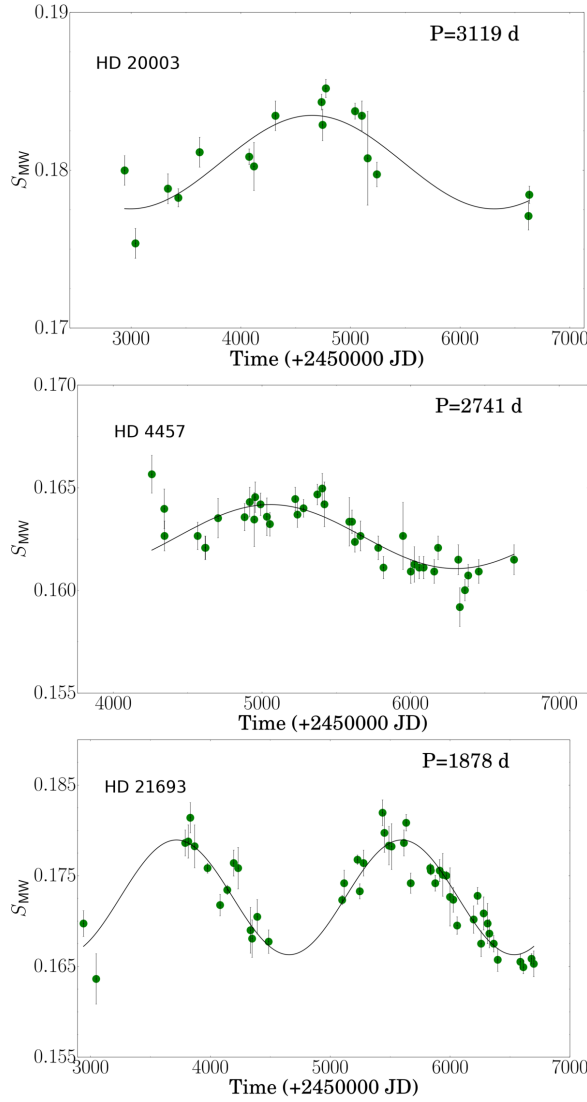


Figura 2: Series temporales del índice de Mount Wilson para objetos con comportamiento cíclico de la muestra HARPS. Se incluyen en color negro los ajustes realizados mediante una función armónica. Se indican los períodos en días.

En la Fig. 3 pueden observarse notables diferencias en los niveles de actividad entre las componentes de este sistema binario. Aquí, ζ^1 Ret posee un nivel medio de actividad $S_{MW} = 0.250$, el cual es significativamente mayor que el correspondiente a ζ^2 Ret ($S_{MW} = 0.180$). Además, la componente ζ^2 Ret presenta un posible ciclo de actividad (~ 9 años) de baja amplitud ($\Delta S = 0.005$).

La diferencia en los niveles de actividad de este sistema es llamativa y podría ser asociada a diversos fenómenos tales como: rotación, color ($B - V$), incluso la presencia de un posible mínimo de Maunder en alguna componente. No obstante, ninguno de estos escenarios parece ser la causa de estas diferencias.

4. Conclusiones y trabajo a futuro

A partir del estudio de una muestra de 1048 objetos, detectamos 21 posibles ciclos de actividad cromosférica.

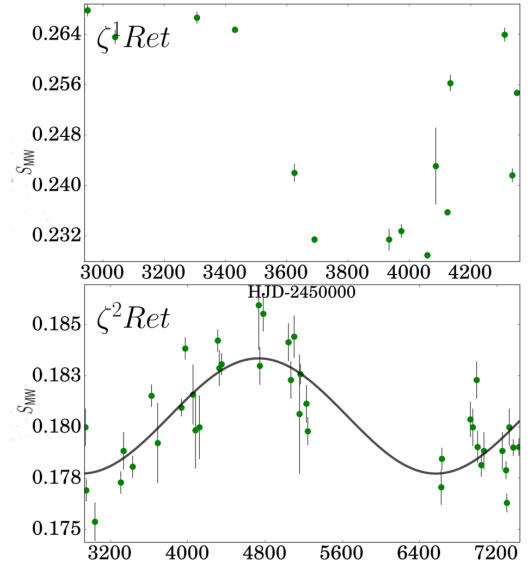


Figura 3: Panel superior: Serie temporal del índice de Mount Wilson para el objeto ζ^1 Ret. Panel inferior: Serie temporal del índice de Mount Wilson para el objeto ζ^2 Ret. Se indica con una línea continua de color negro el ciclo de ~ 9 años encontrado en este objeto.

cos, 19 objetos con comportamiento errático, y 12 con actividad constante. Por otro lado, los objetos no clasificados podrían ser utilizados en un trabajo posterior, si el análisis se logra complementar con observaciones provenientes de otras bases de datos.

Se pretenden publicar los resultados aquí obtenidos. El objetivo más inmediato es el análisis del sistema binario ζ^1 Ret – ζ^2 Ret (Flores et al. (en prep.) junto a las otras estrellas con ciclos de actividad cromosférica detectados.

Agradecimientos: MGF y AEC agradecen a la UNSJ por el financiamiento otorgado a través del proyecto PROJIVI.

Referencias

- Baliunas S., Soon W., 1995, ApJ, 450, 896
- Baliunas S. L., et al. 1995, ApJ, 438, 269
- Baliunas S. L., et al., 1998, in Donahue R. A., Bookbinder J. A., eds., ASP Conf. Ser. 154: Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun. pp 153–+
- Cincunegui C., Díaz R., Mauas P., 2007, A&A, 469, 309
- Eddy J. A., 1976, Science, 192, 1189
- Egeland R., et al., 2015, ApJ, 812, 12
- Flores M., et al., 2016, A&A, 589, A135
- Guinan E. F., Ribas I., Harper G. M., 2003, ApJ, 594, 561
- Hall J. C., Lockwood G. W., 2000, ApJL, 545, L43
- Hall J. C., Lockwood G. W., Skiff B. A., 2007, AJ, 133, 862
- Hall J. C., Henry G. W., Lockwood G. W., 2009, AJ, 138, 312
- Horne J. H., Baliunas S. L., 1986, ApJ, 302, 757
- Lovis C., et al., 2011, ArXiv e-prints
- Mamajek E. E., Hillenbrand L. A., 2008, ApJ, 687, 1264
- Sanz-Forcada J., Stelzer B., Metcalfe T. S., 2013, A&A, 553, L6
- Shaya E. J., Olling R. P., 2011, ApJS, 192, 2
- Wilson O. C., 1978, ApJ, 226, 379



Evolución de enanas blancas masivas

M.E. Camisassa^{1,2}, L. G. Althaus^{1,2}, M. L. Novarino¹, F. C. De Gerónimo^{1,2}, M. M. Miller Bertolami¹

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / camisassam@gmail.com

Resumen / Se presentan secuencias evolutivas de enanas blancas masivas. Las enanas blancas masivas han comenzado a detectarse en gran cantidad en los últimos años, gracias a los monitoreos. El interés en su estudio es variado e involucra aspectos tales como procesos físicos en las estrellas de la rama asintótica de las gigantes (AGB), los campos magnéticos en enanas blancas y las explosiones de supernovas tipo Ia. En este trabajo presentamos nuestros primeros resultados que incorporan los avances recientes en el cálculo de estrellas de Super-AGB, así como también novedosos estudios sobre la cristalización en plasmas densos ricos en oxígeno y neón.

Abstract / We present evolutionary sequences for massive white dwarfs. These white dwarfs have been widely detected in the last several years, because of the Sky Surveys. Their applications are diverse and include the study of physical processes in the Asymptotic Giant Branch (AGB), white dwarf magnetic fields and type Ia supernova explosions. In this proceeding, we present the first results that include the most recent research on AGB stars, and the latest studies on crystallisation in dense Oxygen-Neon plasma.

Keywords / stars: evolution — stars: interiors — white dwarfs

1. Introducción

Las estrellas enanas blancas representan el destino final más común de la evolución estelar, ya que el 97 % de las estrellas terminarán su vida como enanas blancas. Es por esto que las mismas contienen información valiosa, no solamente sobre la evolución estelar, sino también acerca de las propiedades de poblaciones galácticas variadas y de la tasa de formación estelar de nuestra Galaxia. En particular, son consideradas como relojes cósmicos para inferir la edad de una amplia variedad de poblaciones estelares, a través del uso de la función de luminosidad observada de enanas blancas. Esta aplicación se basa en el ajuste a la parte menos luminosa de dicha función de luminosidad, poblada por las enanas blancas masivas. Estos objetos son sumamente interesantes, ya que pueden actuar como lentes gravitacionales. Sin embargo, pese a la gran variedad de aplicaciones que tienen, existen escasos estudios sobre la evolución de enanas blancas masivas (Althaus et al., 2007; García-Berro et al., 1997). Es sabido que éstas son el resultado de la evolución de estrellas con masas $7M_{\odot} \lesssim M \lesssim 11M_{\odot}$, las cuales encienden el Carbono en el núcleo durante la etapa de Super-AGB* y forman núcleos compuestos principalmente de oxígeno y neón; a diferencia de las estrellas menos masivas que no alcanzan la temperatura necesaria para encender el carbono y terminan como enanas blancas con núcleos de carbono y oxígeno. Cabe destacar que existe otro posible mecanismo de forma-

ción de enanas blancas masivas, que es a partir de la coalescencia de dos enanas blancas.

El presente trabajo apunta al estudio de los tiempos de enfriamiento de enanas blancas masivas, a la luz de las predicciones de los nuevos modelos de estrellas Super-AGB presentados por Siess (2010). Con esa finalidad hemos calculado cuatro secuencias evolutivas de enanas blancas, usando el código de evolución estelar LPCODE (Althaus et al., 2012, 2013). Los perfiles químicos de los núcleos fueron tomados de Siess (2010). Estos tienen en cuenta una nucleosíntesis detallada de las etapas evolutivas previas y un tratamiento completo de los pulsos térmicos en la etapa Super-AGB. Las masas iniciales de los modelos de estrellas calculadas por Siess (2010) son 9, 9.5, 10 y $10.5 M_{\odot}$; y las masas de las enanas blancas resultantes son 1.1, 1.16, 1.23 y $1.29 M_{\odot}$, respectivamente. Durante la etapa de enana blanca se tuvieron en cuenta todas las fuentes y sumideros relevantes de energía, tales como las contribuciones iónicas, la emisión de neutrinos y la liberación de energía debida a la cristalización (ver Sec. 2.1.).

Este trabajo está organizado de la siguiente manera. En la Sec. 2. se presentan en detalle los resultados obtenidos en nuestros modelos evolutivos, y en la Subsec. 2.1. se explica el proceso de cristalización y sus consecuencias sobre los modelos. Por último en la Sec. 3. se resumen los resultados principales del trabajo, se elaboran las conclusiones y se propone el trabajo a futuro.

2. Resultados evolutivos

El perfil químico inicial de nuestro modelo de enana blanca de $1.1 M_{\odot}$ está graficado en la Fig. 1. El núcleo de este perfil químico es el resultado de la evolución previa

*Al llegar a la etapa de Super-AGB la estrella ha agotado el helio en el núcleo y éste está compuesto por carbono y oxígeno en estado de degeneración. A lo largo de esta etapa, se enciende el Carbono de forma inestable mientras la estrella va aumentando su luminosidad. Por el final de la Super-AGB ocurren los pulsos térmicos.

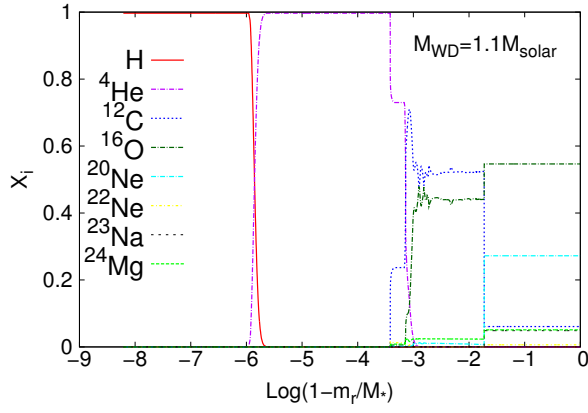


Figura 1: Perfil químico inicial de una enana blanca de $1.1 M_{\odot}$.

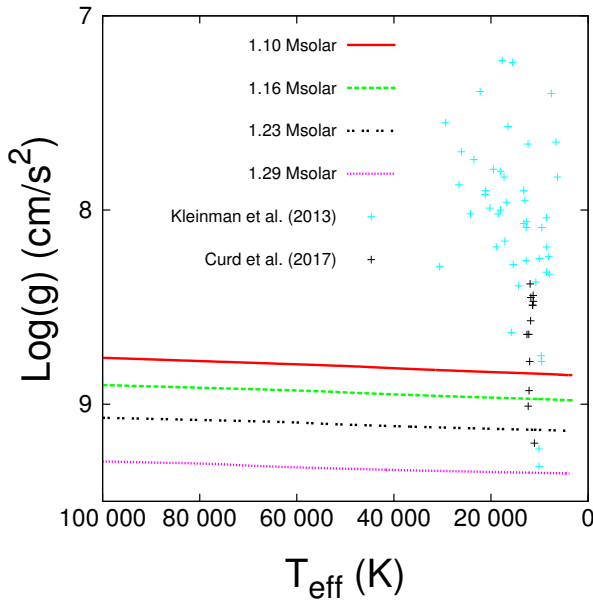


Figura 2: Diagrama $\log(g) - T_{\text{eff}}$ de nuestros cuatro modelos de enanas blancas masivas, junto con las enanas blancas observadas de Kleinman et al. (2013) y Curd et al. (2017).

a través de los pulsos térmicos en la etapa de Super-AGB. Nótese que los elementos químicos más abundantes en el núcleo son ^{16}O y ^{20}Ne . La envoltura es la esperada para una enana blanca masiva rica en hidrógeno, luego de que el proceso de sedimentación gravitatoria se haya llevado todos los elementos pesados de la superficie dejando una envoltura de hidrógeno puro.

En la Fig. 2 están representados nuestros cuatro modelos de enanas blancas en el plano $\log(g) - T_{\text{eff}}$, junto con las enanas blancas observadas de Kleinman et al. (2013) y Curd et al. (2017). Como puede observarse, la mayoría de las enanas blancas poseen gravedades superficiales inferiores a nuestros modelos, ya que corresponden a secuencias de menor masa que las calculadas en este trabajo.

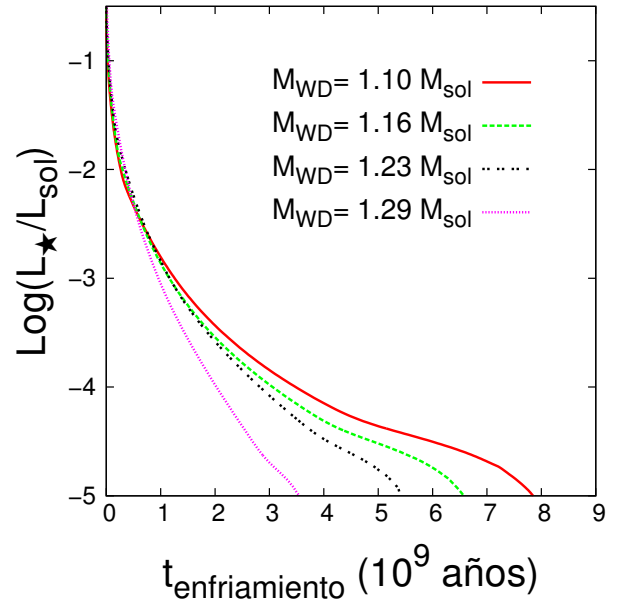


Figura 3: Tiempos de enfriamiento de nuestros cuatro modelos de enanas blancas masivas.

2.1. Cristalización

Cuando el núcleo de una enana blanca se enfría por debajo de una temperatura crítica, la interacción coulombiana entre las partículas del plasma lleva a que se produzca una transición de fase y el plasma se cristalice. La cristalización es un proceso que libera energía, por un lado debido al calor latente, y por el otro porque ocurre una separación de fase de los elementos más abundantes (oxígeno y neón), que libera energía gravitacional. Estos dos procesos inducen un retraso en los tiempos de enfriamiento de dichas estrellas. La cristalización fue incorporada al código LPCODE siguiendo el diagrama de fases provisto por Medin & Cumming (2010), para plasmas densos en oxígeno-neón. Los resultados presentados en este trabajo constituyen los primeros cálculos evolutivos de enanas blancas masivas en incorporar la separación de fase del plasma de oxígeno-neón debida a la cristalización.

En la Figura 3 se muestran los tiempos de enfriamiento** de nuestros cuatro modelos de enanas blancas. Las enanas blancas más masivas se enfrían más rápido que las menos masivas. Estos modelos incluyen las fuentes de energía asociadas al proceso de cristalización recién mencionado.

En la Figura 4 se muestra el perfil químico de nuestro modelo de enana blanca de $1.1 M_{\odot}$. Se puede ver que la separación de fase aumenta la abundancia de ^{20}Ne en el centro de la estrella, y disminuye su abundancia en las capas más superficiales. De manera contraria ocurre con el ^{16}O . Este movimiento de material produce una liberación de energía y como consecuencia un retraso en los tiempos de enfriamiento. Este retraso puede verse en la Figura 5, que muestra los tiempos de enfriamiento

**Se define como el tiempo transcurrido desde el momento en el que la estrella alcanza el máximo de temperatura efectiva.

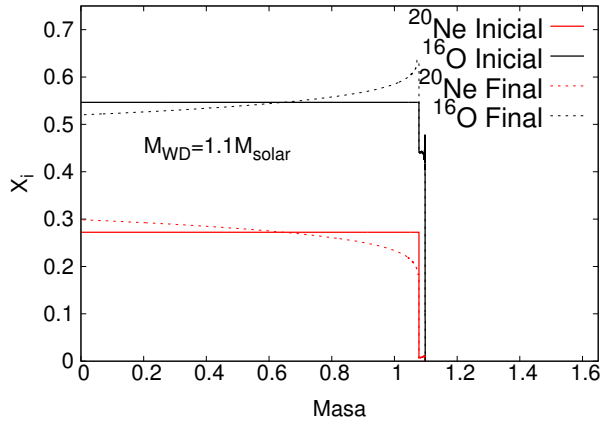


Figura 4: Perfil químico previo y posterior a la separación de fase inducida por la cristalización de nuestro modelo de enana blanca de $1.1M_{\odot}$.

de una enana blanca de $1.16M_{\odot}$ teniendo en cuenta las diferentes contribuciones energéticas debidas a la cristalización. Puede verse que si no se considera liberación de energía alguna debida a la cristalización (línea de doble punto), la enana blanca se enfría más rápido, y llega más rápido a luminosidades tan bajas como $10^{-5}L_{\odot}$. En cambio, si se considera únicamente la contribución energética debida al calor latente, se produce un retraso en los tiempos de enfriamiento. Ahora bien, si se considera tanto el calor latente como la separación de fase, se produce un retraso levemente mayor al caso de considerarse únicamente el calor latente. Es decir que la energía liberada debida al calor latente produce un retraso más notorio que la debida a la separación de fase en los tiempos de enfriamiento de enanas blancas masivas.

3. Conclusiones y trabajo a futuro

En este trabajo hemos calculado por primera vez secuencias evolutivas de enanas blancas masivas considerando todas las fuentes de energía relevantes. Los perfiles químicos iniciales de estos modelos fueron tomados de Siess (2010), teniendo en cuenta una física detallada de las etapas que llevan a su formación. En particular, se programó la liberación de energía debida a la separación de fase del oxígeno-neón durante el proceso de cristalización. En base a nuestros modelos se harán por vez primera ajustes astrosismológicos a la gran cantidad de estrellas enanas blancas masivas pulsantes que han sido detectadas en los últimos años (Castanheira et al., 2010, 2013; Hermes et al., 2013; Curd et al., 2017). Esperamos así obtener información sobre la estructura y el estado evolutivo de estas enanas blancas masivas.

Agradecimientos: MEC agradece a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de La Plata, al COL de la 60 Reunión de la AAA y al proyecto de incentivos de la UNLP por la ayuda económica brindada.

Referencias

Althaus L. G., et al., 2007, A&A, 465, 249

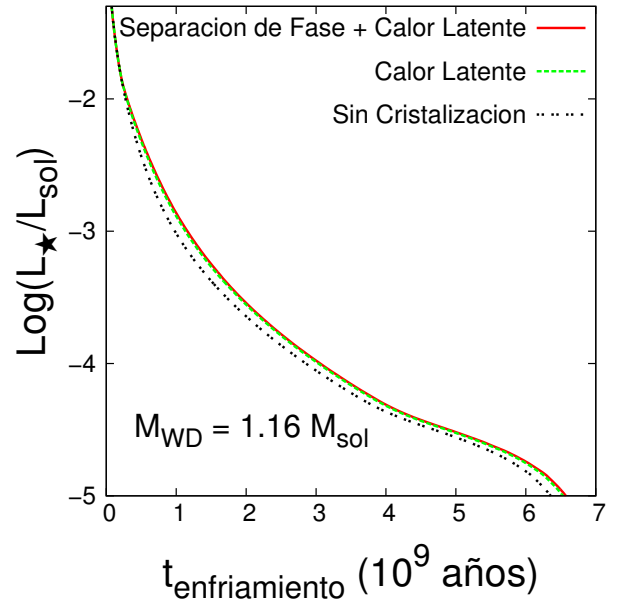


Figura 5: Efecto de la cristalización en los tiempos de enfriamiento del modelo de enana blanca de $1.16M_{\odot}$. La línea de doble punto muestra el tiempo de enfriamiento de dicho modelo si no se considera el proceso de cristalización. La línea quebrada muestra el tiempo de enfriamiento si se considera solamente la liberación de energía debida al calor latente, pero se desprecia la separación de fase. En cambio, la línea continua muestra el tiempo de enfriamiento si se consideran ambos procesos.

- Althaus L. G., et al., 2012, A&A, 537, A33
 Althaus L. G., Miller Bertolami M. M., Córscico A. H., 2013, A&A, 557, A19
 Castanheira B. G., et al., 2010, MNRAS, 405, 2561
 Castanheira B. G., et al., 2013, MNRAS, 430, 50
 Curd B., et al., 2017, MNRAS, 468, 239
 Garcia-Berro E., Isern J., Hernanz M., 1997, MNRAS, 289, 973
 Hermes J. J., et al., 2013, ApJL, 771, L2
 Kleinman S. J., et al., 2013, ApJS, 204, 5
 Medin Z., Cumming A., 2010, Physical Review E, 81, 036107
 Siess L., 2010, A&A, 512, A10

Fases de actividad y quietud en estrellas Be de cúmulos abiertos galácticos: una mirada con WISE

A. Granada^{1,2}, C.E. Jones², T.A.A. Sigut², T. Semaan³, C. Georgy³, G. Meynet³ & S. Ekström³

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Department of Physics and Astronomy, The University of Western Ontario, Canadá

³ Geneva Observatory, University of Geneva, Suiza

Contacto / granada@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / La fotometría de *WISE* (*Wide-Field Infrared Survey Explorer*) resulta muy útil para estudiar estrellas Be conocidas de cúmulos abiertos, y también para detectar nuevas candidatas a estrellas Be que pueden luego ser estudiadas espectroscópicamente. A través del modelado de fotometría infrarroja de sistemas estrella más disco con los códigos *Bedisk/Beray*, describimos adecuadamente las características fotométricas de estrellas Be en diecisiete cúmulos abiertos galácticos con edades entre 10 y 100 Myr. La ubicación de las estrellas Be en diagramas color-magnitud y color-color de *WISE*, permite separarlas en dos grupos: estrellas activas, aquellas que están rodeadas de un disco desarrollado, e inactivas o quietas, es decir en una etapa sin disco detectable. Esto nos permite estudiar la frecuencia con que las estrellas Be se encuentran en estos estados diferentes. Encontramos que alrededor de la mitad de las estrellas Be en los cúmulos estudiados está en una fase activa, y que esta fracción es dependiente del tipo espectral. La ubicación de las estrellas con un disco desarrollado en el diagrama color-magnitud requiere tasas de pérdida de masa que están de acuerdo con valores esperados para modelos estelares en rotación rápida.

Abstract / *WISE* (*Wide-Field Infrared Survey Explorer*) photometry is very useful for studying known Be stars from open clusters, and also detect new Be candidates that can then be studied spectroscopically. Through the modelling of near infrared photometry of star plus disc systems with *BEDISK/BERAY* codes, we adequately describe the photometric characteristics of Be stars in seventeen galactic open clusters with ages between 10 and 100 Myr. The location of the stars Be in *WISE* colour-magnitude and colour-colour diagrams, permits the classification in two groups: active stars (those that are surrounded by a developed disc) and quiescent objects (in a stage without a detectable disc). This allows us to study how often Be stars are in these different phases. We find that about half of the Be stars in the studied clusters are in an active phase, and that this fraction it is dependent on the spectral type. The location of the stars with a disc developed in the colour diagram magnitude requires mass loss rates that are in accordance with expected values for stellar models in rapid rotation.

Keywords / Stars: activity — Stars: emission-line, Be — (Galaxy:) open clusters and associations

1. Introducción

Las estrellas Be constituyen el grupo de estrellas de secuencia principal que giran más rápidamente, tanto en términos de velocidad angular de rotación (Ω/Ω_{crit}) como de su velocidad ecuatorial (V_{eq}). Las características observacionales que definen a estas estrellas de masa intermedia de secuencia principal incluyen la presencia de hidrógeno y líneas metálicas en emisión en sus espectros, un exceso de color infrarrojo, así como también variabilidad fotométrica y espectroscópica a corto y largo plazo. Estos observables, junto con las observaciones de radio, las firmas polarimétricas y los datos interferométricos, pueden ser explicados globalmente en el marco del modelo de disco de decreción viscoso (VDD por sus siglas en inglés). Para una revisión reciente sobre este tema, remitimos al lector a Rivinius et al. (2013).

Sin embargo, a pesar de todo el progreso en la comprensión de las estrellas Be y sus discos circunestelares, los mecanismos subyacentes que desencadenan la formación de una envoltura circunestelar de este tipo no se conocen aún.

Los cúmulos abiertos constituyen laboratorios ideales para estudiar las condiciones en las que se forman y evolucionan las estrellas Be, ya que podemos suponer que las estrellas de los cúmulos provienen de la misma nube primordial y comparten una ubicación espacial común, movimientos propios, composición química inicial y edad.

El sondeo del cielo realizado por el *Wide-Field Infrared Survey Explorer* (*WISE*) (Wright et al., 2010), que observó en cuatro bandas en $3.4\mu\text{m}$, $4.6\mu\text{m}$, $12\mu\text{m}$ y $22\mu\text{m}$ (bandas W1, W2, W3 y W4, respectivamente), ha permitido una mejor comprensión del cielo infrarrojo. La base de datos AllWISE (Cutri et al., 2013) proporciona observaciones con buena resolución angular que son adecuadas para estudiar la población de estrellas Be en cúmulos abiertos.

Para los filtros W1 y W2 los límites de saturación son $W1 = 8 \text{ mag}$ y $W2 = 7 \text{ mag}$, respectivamente, y los límites inferiores de detección son $W1=14 \text{ mag}$ y $W2=13.5 \text{ mag}$. Por lo tanto, es importante para nuestro trabajo seleccionar cúmulos en los que las estrellas

Tabla 1: Cúmulos abiertos galácticos con estrellas Be.

Name	Age (log(yr))	μ_0 (mag)	E(B-V) (mag)	Rcl (arcmin)
Berkeley86	7.15	11.091	0.958	7.8
King10	7.8	12.35	1.3	4.2
NGC457	7.3	11.901	0.4	7.8
NGC654	7.25	11.259	0.75	6.6
NGC2345	7.7	12.459	0.678	6.9
NGC2439	7.25	12.918	0.437	9.0
NGC3114	7.9	9.875	0.079	27.0
NGC3590	7.4	10.322	0.416	10.2
NGC6025	7.9	9.413	0.208	22.8
NGC6834	8	11.659	0.666	4.5
NGC6883	7.71	10.699	0.3	9.6
NGC7261	7.7	12.15	0.916	6.9

B de la secuencia principal tengan brillos por debajo del límite de saturación y por encima de la magnitud límite.

En el artículo de Granada et al. (2018), se usó la fotometría IR proporcionada por el catálogo AllWISE (Cutri et al., 2013) para estudiar las fases de actividad y quietud en estrellas Be de un grupo de cinco cúmulos abiertos con edades entre 10 y 30 Myr, que han sido ampliamente estudiados en la literatura (NGC 663, NGC 3766, NGC 4755, NGC 869 y NGC 884). Tales cúmulos no solamente son conocidos por ser particularmente abundantes en estrellas Be, sino que también las estrellas tipo B dentro de estos grupos tienen un brillo por debajo del límite de saturación y por encima de la magnitud límite, como se indicó en el párrafo anterior. En el presente trabajo, extendemos el trabajo de Granada et al. (2018) a otros doce cúmulos abiertos menos estudiados en la literatura, con edades entre 10 y 100 Myr.

Los nombres y parámetros de estos doce nuevos cúmulos dados por Kharchenko et al. (2013) (edad, módulo de distancia, exceso de color y radio del cúmulo), están tabulados en la Tabla 1. Estos autores estiman errores para E(B-V), edad, distancia y radio del cúmulo del 7 %, 39 %, 11 % and 25 %, respectivamente.

2. Análisis de los datos de AllWISE

Tal como fue realizado en Granada et al. (2018), para seleccionar los posibles miembros de los cúmulos en secuencia principal y de tipo espectral temprano, usamos el radio del cúmulo dado por Kharchenko et al. (2013) y la fotometría 2MASS (en bandas J , H y K) proporcionada junto con la fotometría WISE.

Convertimos la magnitud J observada y el color ($J - H$) a valores absolutos usando las distancias y excesos $E(B - V)$ brindadas por Kharchenko et al. (2013), y las relaciones empíricas para la extinción A_J y el exceso de $E(J - H)$ dados por Yuan et al. (2013). Estos coeficientes de extinción concuerdan con los valores promedio obtenidos independientemente por Davenport et al. (2014).

De todas las estrellas dentro del radio de cúmulo dado, seleccionamos objetos con $M_J \leq 1.5(J-H)_0 < 0.15$, que corresponden a las estrellas de secuencia principal de tipo espectral mas temprano que A0, y a estrellas supergigantes azules (BSG). Al hacer esto, se eliminan objetos

que no pertenecen al cúmulo, las estrellas de presecuencia secuencia principal (véase, por ejemplo, Bonatto et al. (2006)), así como también las estrellas gigantes rojos y supergigantes rojas (RSG).

Para cada grupo, usamos las relaciones empíricas dadas por Yuan et al. (2013) para la extinción $A(W1)=0.19E(B - V)$ y el exceso de color $E(W1-W2)=0.036E(B - V)$, así como los excesos de color y el módulo de distancia (μ_0) dados por Kharchenko et al. (2013) para convertir la magnitud W1 observada y el color (W1-W2) en magnitudes y colores absolutos.

Según Kharchenko et al. (2013), los errores típicos $E(B - V)$ son del 7 %, lo que se traduce en errores de 0,004 mag en la determinación de (W1-W2), mientras que los errores de observación típicos para este color son mayores que 0,02 mag. La incidencia en los errores de exceso de color en la determinación de W1 también es pequeña, particularmente si se tienen en cuenta los errores importantes en la distancia, que típicamente son del 11 %.

En la Fig. 1 se presenta un diagrama color magnitud de WISE las estrellas de diecisiete cúmulos abiertos: los cinco cúmulos presentados en Granada et al. (2018) (NGC 663, NGC869, NGC 884, NGC 3766, NGC 4755) y doce nuevos cúmulos galácticos menos estudiados que también tienen estrellas Be, tabulados en Tabla 1. Los colores de los símbolos indican diferentes magnitudes absolutas en la banda J , que tomamos como representativos de diferentes tipos espectrales. Los colores verde y azul corresponden a estrellas Be tempranas (magnitud J entre -4 y -2), el color magenta a estrellas Be de tipo espectral intermedio (J entre -2 y -1 magnitudes) y los colores cian y amarillo a estrellas B tardías (con J entre 1 y -1). Las estrellas Be estudiadas por Granada et al. (2018) se indican con cuadrados negros, mientras que los círculos y triángulos corresponden a los nuevos cúmulos, con edades menores y mayores que 50 Myr, respectivamente.

Tal como fue hecho por Bonanos et al. (2010), definimos las estrellas Be fotométricas como estrellas de tipo B que tienen excesos de color dentro de un cierto rango. En el caso de los colores WISE, tal como se detalla en Granada et al. (2018), elegimos utilizar los criterios conservadores dados por Nikutta et al. (2014) según el cual la mayoría de las estrellas sin un disco polvoriento de secuencia principal o *normales* tienen $W1-W2 < 0.05$.

Podemos ver que las estrellas Be se agrupan principalmente en dos regiones, un grupo grande se encuentra junto con estrellas B normales en la región con $W1-W2$ entre -0.25 y 0.05 , y otro grupo en la región con $W1-W2$ entre 0.1 y 0.3 .

Con el fin de obtener el flujo continuo IR de estrellas de tipo espectral B1, B3 y B7 rodeadas de discos circunestelares, utilizamos los códigos BEDISK (Sigut & Jones, 2007) y BERAY (Sigut, 2011). El primero calcula la estructura de temperatura para una estructura de densidad de disco dada, mientras que el segundo resuelve el transporte radiativo a lo largo de 10^5 rayos a través del sistema estrella más disco para diferentes ángulos de inclinación. De esta forma, se pueden calcular diferentes observables, tales como como perfiles de línea, distribuciones de energía espectral o imágenes monocromáticas

proyectadas en el cielo.

Tal como se describió en Granada et al. (2018), utilizamos una distribución de densidad de disco axisimétrica en la que la densidad radial depende de dos parámetros: ρ_0 , la densidad en la base del disco, y n , el exponente de ley de potencia que determina cómo la densidad disminuye con la distancia en el plano ecuatorial de la estrella. Computamos distribuciones espectrales de energía con diferentes valores de ρ_0 (entre $10^{-12} \text{ g cm}^{-3}$ y $10^{-10} \text{ g cm}^{-3}$), y diferentes valores de n (entre 2 y 4). Estos son valores típicamente considerados en la literatura para estrellas Be (Rivinius et al., 2013). Encontramos que las combinaciones de estos parámetros que brindan los colores WISE que son observados, coinciden con los valores permitidos, tal como los definen Vieira et al. (2017). En el presente trabajo, las Be de los doce nuevos cúmulos estudiados caen en esta misma región del diagrama color-magnitud, adecuadamente descritas en el marco de los discos viscosos de decreción con tasas de pérdida de masa entre los valores dados por Vieira et al. (2017) y Granada et al. (2013). Hay un número de objetos sin clasificación Be con $W1-W2 > 0.5$ que son candidatas a Be y que merecerían ser estudiadas en el futuro.

3. Resultados

Para los diecisiete cúmulos estudiados hasta el momento entre el presente trabajo y Granada et al. (2018), casi 50 % de estrellas Be de tipo temprano y 60 % de estrellas Be de tipo espectral intermedio se encuentran en una fase activa. Interpretamos este resultado en términos del tiempo que pasa una estrella Be con un disco circunestelar desarrollado, que resulta aproximadamente la mitad del tiempo para estrellas Be tempranas o 60 % en Be intermedias.

Entre las estrellas activas, 14.3 % de las Be tempranas y 9.1 % de las estrellas Be intermedias tienen un disco en fase de disipación o pequeño con $(W1-W2) < 0.15$. La mayor fracción observada en los tipos espectrales tempranos está de acuerdo con una mayor variabilidad observada en los tipos espectrales tempranos, relacionada con episodios de pérdida de masa variable en el disco (Rivinius et al., 2013).

El 32.7 % de estrellas Be tempranas y 51.5 % de estrellas Be intermedias tienen un disco desarrollado, con $(W1-W2) \geq 0.15$.

Entre las estrellas tardías hay un gran número de candidatas a estrellas Be que deben ser confirmadas espectroscópicamente.

Agradecimientos: AG agradece a la Swiss National Science Foundation, Advanced Postdoc Mobility Grant number P300P2.158443. CEJ y TAAS agradecen el apoyo de Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada. Este trabajo es apoyado por el proyecto número 200020-172505 de la Swiss National Science Foundation. Esta publicación utiliza datos del Wide-field Infrared Survey Explorer, que es un proyecto conjunto de la Universidad de California, Los Angeles y el Jet Propulsion Laboratory/California Institute of Technology, financiado por la National Aeronautics and Space Administration.

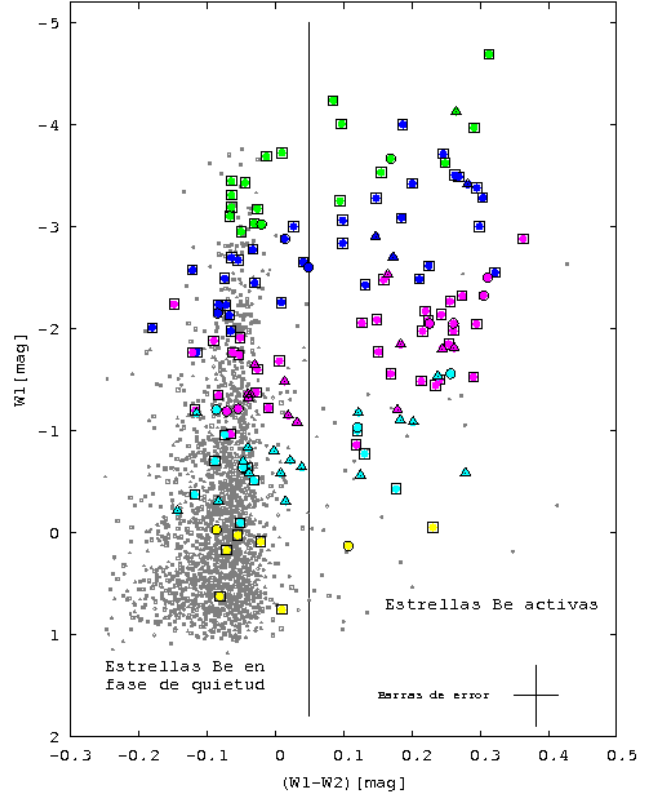


Figura 1: Diagrama color-magnitud de WISE para los diecisiete cúmulos abiertos galácticos. Los símbolos de colores indican estrellas Be, mientras que los diferentes colores corresponden a diferentes rangos de brillo en la banda J . Los cuadrados indican objetos de los cinco cúmulos estudiados en Granada et al. (2018), mientras que los triángulos y círculos corresponden a los doce nuevos cúmulos, con edades menores y mayores a 50 Myr, respectivamente.

Referencias

- Bonanos A. Z., et al., 2010, *AJ*, 140, 416
- Bonatto C., et al., 2006, *A&A*, 453, 121
- Cutri R. M., et al., 2013, *VizieR Online Data Catalog*, 2328, 0
- Davenport J. R. A., et al., 2014, *MNRAS*, 440, 3430
- Granada A., et al., 2013, *A&A*, 553, A25
- Granada A., et al., 2018, *AJ*, 155, 50
- Kharchenko N. V., et al., 2013, *VizieR Online Data Catalog*, 355, 80053
- Nikutta R., et al., 2014, *MNRAS*, 442, 3361
- Rivinius T., Carciofi A. C., Martayan C., 2013, *A&A Rev.*, 21, 69
- Sigut T. A. A., Jones C. E., 2007, *ApJ*, 668, 481
- Sigut T. A. A., 2011, in Neiner C., et al., eds., *IAU Symposium Vol. 272, IAU Symposium*, p. 426
- Vieira R. G., et al., 2017, *MNRAS*, 464, 3071
- Wright E. L., et al., 2010, *AJ*, 140, 1868
- Yuan H. B., Liu X. W., Xiang M. S., 2013, *MNRAS*, 430, 2188



Conexión entre supernovas ricas y pobres en hidrógeno: curvas de luz

P.J. Pessi^{1,2}, G. Folatelli^{1,2,3}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

³ *Kavli Institute for the Physics and Mathematics of the Universe (WPI), The University of Tokyo, Japan*

Contacto / pjpessi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Presentamos un primer estudio comparativo entre las curvas de luz de supernovas (SNs) Tipo IIB (SNIIB) y Tipo II (SNII). Se cree que los progenitores de las SNII han retenido casi toda su envoltura rica en hidrógeno ya que los espectros están dominados por este elemento, mientras que los progenitores de las SNIIB pierden casi toda - aunque no completa - esta envoltura ya que sus espectros transicionan de estar dominados por hidrógeno a estar dominados por helio. Las diferencias observadas en la morfología de las curvas de luz están relacionadas con propiedades del progenitor como son la cantidad de hidrógeno en la envoltura y el radio pre-SN. El objetivo de este trabajo es analizar las curvas de luz de ambos tipos de SN para testear la hipótesis de que existe un continuo entre ellas.

Abstract / We present a first comparative study between the light curves of supernovae (SNs) Type IIB (SNIIB) and Type II (SNII). It is believed that the progenitors of the SNII have retained almost all of their hydrogen-rich envelope because their spectra are dominated by this element, whereas the progenitors of the SNIIB lose almost all of this envelope, though not complete, because their spectra transition from being dominated by hydrogen to being dominated by helium. The differences observed in the morphology of the light curves are related to properties of the progenitors such as the amount of hydrogen in the envelope and the pre-SN radius. The aim of this work is to analyse the light curves of both SN types to test the hypothesis that there is a continuum between them.

Keywords / supernovae: general — techniques: photometric

1. Introducción

La muerte explosiva de estrellas de alta masa ($> 8M_{\odot}$) da lugar a lo que conocemos como supernovas (SNs) de colapso nuclear. Estas se clasifican según las líneas que dominan su espectro óptico (Filippenko, 1997). Particularmente, las SNII tienen fuertes líneas de hidrógeno mientras que las SNIIB son un tipo transicional para el cual se pueden ver fuertes líneas de hidrógeno en espectros tempranos (previos al máximo de la curva de luz) y no así en espectros tardíos (posteriores al máximo de la curva de luz), en los que se observan fuertes líneas de helio.

Puede que esta diferencia se deba a que las estrellas progenitoras de SNIIB han perdido gran parte del hidrógeno de sus envolturas mientras que las SNII han podido retener una fracción significativa de éste. Una de las posibilidades es que las SNIIB representen el límite en el que la fracción de hidrógeno presente al momento de explotar tiende a cero.

La evolución de la curva de luz de las SNs provee información sobre las propiedades del progenitor y de la explosión (Arnett, 1996). Se cree que objetos que sean menos masivos o que se expandan más rápido serán ópticamente más delgados y, por lo tanto, sus curvas de luz evolucionarán más rápidamente. Es por esto que proponemos un estudio comparativo entre las curvas de luz

en la banda V de las SNII y las SNIIB. Nuestro objetivo principal es determinar si existe un continuo de propiedades o si se trata de grupos bien diferenciados. Cabe destacar que estos son resultados preliminares de un estudio más exhaustivo en el que se pretende determinar las propiedades de los progenitores de las SNs de colapso nuclear.

2. Muestra

Hasta la fecha de la presentación mural la muestra constaba de 39 SNII provenientes del trabajo de Anderson et al. (2014) y Gutiérrez et al. (2017) y de 13 SNIIB provenientes de la base pública de datos *The Open Supernova Catalog* (<https://sne.space/>) y del *Carnegie Supernova Project* (CSP, Hamuy et al. (2006)).

En las tablas 1 y 2 se presentan la muestra de SNII y SNIIB respectivamente, detallando fecha de explosión (ver Sec. 4.) y de máximo de la curva de luz (ver Sec. 3.).

3. Ajuste de la curva de luz

Se realizaron ajustes de las curvas de luz (ver Fig. 1) por medio de un código propio elaborado en el lenguaje Python que implementa procesos gaussianos utilizando el software GPy (2012). Se eligió este método de ajuste frente a otros dado que se comporta bien cuando los

Tabla 1: Fecha de explosión y de máximo de la curva de luz para las SNII.

SN	Explosión [MJD]	Fecha del máximo de la curva de luz [MJD]
2004dy	53240.5 \pm 2.0	53249.2
2004er	53271.8 \pm 2.0	53287.6
2004fc	53293.5 \pm 1.0	53300.2
2004fx	53303.5 \pm 4.0	53321.3
2005an	53431.8 \pm 6.0	53436.6
2005dt	53605.6 \pm 9.0	53625.2
2005dx	53611.8 \pm 7.0	53625.4
2005dz	53619.5 \pm 4.0	53630.4
2005J	53379.8 \pm 7.0	53390.8
2005K	53369.8 \pm 8.0	53389.2
2005lw	53716.8 \pm 10.0	53724.1
2005me	53717.9 \pm 10.0	53736.1
2005Z	53396.7 \pm 6.0	53404.3
2006be	53802.8 \pm 9.0	53823.3
2006bl	53822.7 \pm 10.0	53832.3
2006ee	53961.9 \pm 4.0	53979.4
2006iw	54010.7 \pm 1.0	54017.2
2006qr	54062.8 \pm 7.0	54071.3
2007hm	54336.6 \pm 6.0	54349.1
2007il	54349.8 \pm 4.0	54362.3
2007oc	54388.5 \pm 3.0	54409.1
2007od	54400.6 \pm 5.0	54409.1
2007P	54118.7 \pm 5.0	54125.3
2007U	54133.6 \pm 6.0	54144.9
2007W	54130.8 \pm 7.0	54147.3
2007X	54143.5 \pm 5.0	54154.8
2008bh	54543.5 \pm 5.0	54551.1
2008br	54555.7 \pm 9.0	54566.2
2008bu	54566.8 \pm 7.0	54575.3
2008gi	54742.7 \pm 9.0	54753.3
2008if	54807.8 \pm 5.0	54818.3
2008in	54825.4 \pm 2.0	54837.3
2008K	54475.5 \pm 6.0	54484.3
2008M	54471.7 \pm 9.0	54484.2
2009aj	54880.5 \pm 7.0	54888.2
2009ao	54890.7 \pm 4.0	54915.4
2009au	54897.5 \pm 4.0	54908.2
2009bz	54915.8 \pm 4.0	54927.8
2009N	54846.8 \pm 5.0	54859.3

Tabla 2: Fecha de explosión y de máximo de la curva de luz para las SNI Ib.

SN	Explosión [MJD]	Fecha del máximo de la curva de luz [MJD]
1993J	49071.7 \pm 5.2	49095.0
1996cb	50429.3 \pm 2.3	50450.4
2004ex	53278.3 \pm 12.1	53307.2
2004ff	53289.4 \pm 3.9	53313.1
2006ba	53802.2 \pm 1.7	53823.1
2006T	53759.0 \pm 14.0	53780.3
2008aq	54505.1 \pm 1.1	54527.3
2008ax	54528.3 \pm 0.3	54549.6
2008bo	54544.9 \pm 1.7	54567.2
2011dh	55712.6 \pm 0.6	55732.1
2011ei	55763.5 \pm 1.0	55784.4
2011hs	55867.8 \pm 1.5	55888.2
2013df	56443.9 \pm 13.9	56469.7

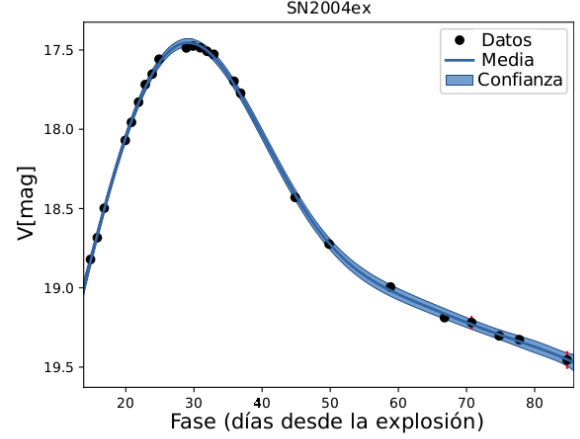


Figura 1: Ajuste de la curva de luz para SN2004ex utilizando proceso gaussiano, la curva está representada por la media del ajuste, además se grafica el intervalo de confianza del mismo.

datos presentan un muestreo irregular de las curvas de luz en el tiempo.

A partir del ajuste obtuvimos el máximo de la curva de luz. En los casos en que el máximo no estaba cubierto por las observaciones (mayormente SNII), tomamos como máximo el primer punto fotométrico de la curva.

4. Fecha de explosión

Para las SNII esta fecha se obtuvo de los trabajos de Anderson et al. (2014) y Gutiérrez et al. (2017). Para las SNI Ib que contaban con observaciones pre explosión hasta ~ 20 días antes del descubrimiento, se tomó como fecha de explosión la época media entre detección y no detección y como error la diferencia entre estos puntos. Para el resto de las SNI Ib la fecha de explosión se obtuvo utilizando el código público SNID (Blondin & Tonry, 2007) que clasifica y data SNs a partir de espectros de comparación. Como espectros de comparación utilizamos los de las SNI Ib con observaciones pre explosión.

5. Resultados

En la Fig. 2 podemos ver las curvas de luz normalizadas de las SNII en rojo y de las SNI Ib en cian. A primera vista no es obvio un continuo entre ambas familias.

Estudiamos entonces cómo se comportan ambas familias teniendo en cuenta dos parámetros. Por un lado estudiamos cuántos días pasaban desde la explosión hasta el máximo de la curva de luz, t_{rise} , (ver Fig. 3) y observamos que las SNI Ib llegan al máximo de la curva ~ 21 -30 días después de la explosión mientras que las SNII lo hacen ~ 5 -24 días después de la explosión. Otros autores han hecho estudios similares de este parámetro. González-Gaitán et al. (2015) encuentran que las SNII tienen un t_{rise} de ~ 15 -20 días, para curvas de luz obtenidas en longitudes de onda superiores a 7000\AA , Valenti et al. (2016) encuentran una distribución similar. Lyman

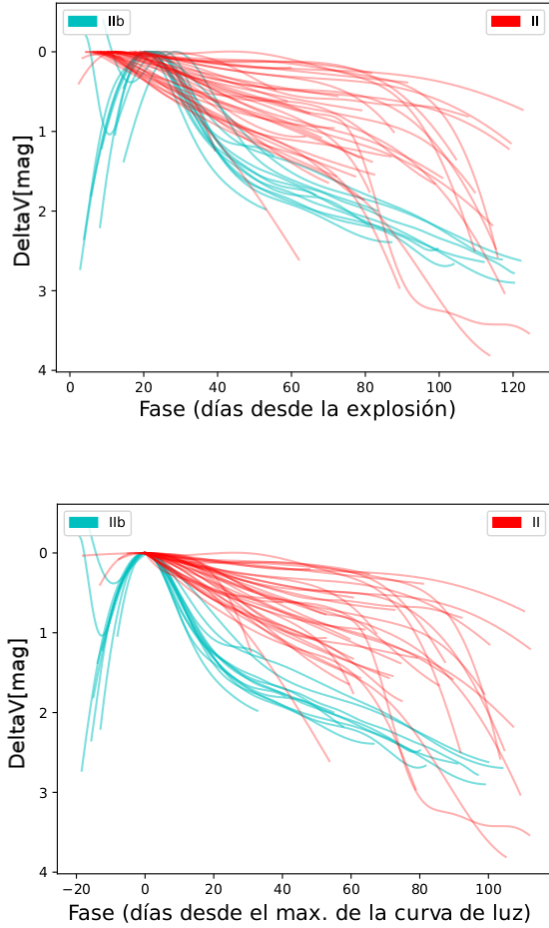


Figura 2: Curvas de luz normalizadas respecto a la magnitud del máximo. Panel superior: en función de la fase desde la explosión. Panel inferior: en función de la fase desde el máximo de la curva de luz.

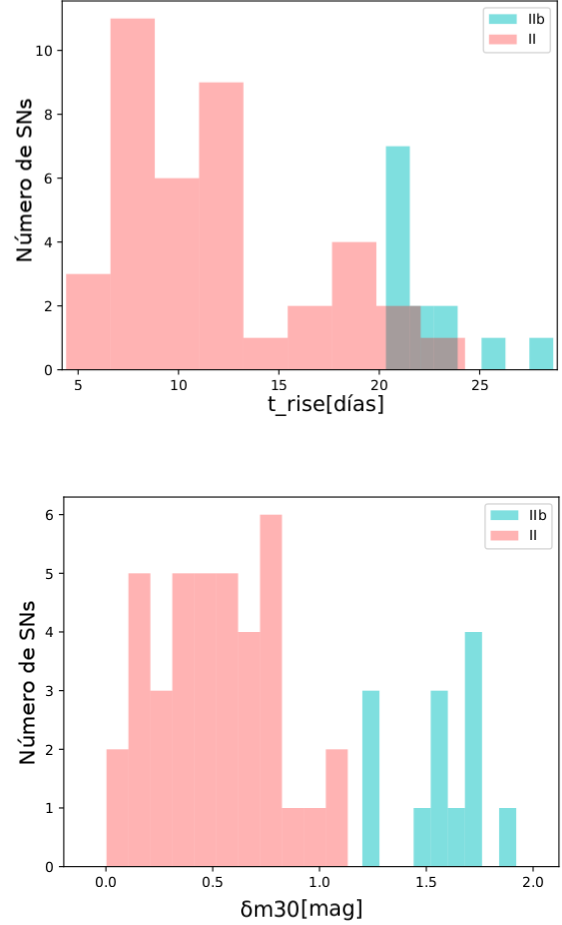


Figura 3: Panel superior: Distribución de las muestras de SNI y SNIb consideradas en este estudio en función del tiempo que demoran en llegar al máximo de la curva de luz. Panel inferior: Distribución de las muestras de SNI y SNIb consideradas en este estudio en función de la diferencia de magnitudes entre el máximo y 30 días después de éste.

et al. (2016) realizan un estudio de las curvas de luz bolométricas de las SNIb y encuentran un valor de t_{rise} promedio de 17.6 días, más aún si miramos las SNIb que se detallan en la Tabla 7 del trabajo de Prentice et al. (2016) y promediamos los valores de t_{rise} obtenemos un valor de 15.6 ± 2.8 días. Por lo tanto los valores de t_{rise} que obtenemos en nuestro estudio de las curvas de luz en la banda V son similares a los valores obtenidos en otros trabajos que consideran otras bandas.

Para cuantificar el ritmo de caída de las curvas de luz, medimos δm_{30} esto es las diferencias en magnitudes entre el máximo y 30 días después de éste (ver Fig. 3). Podemos ver que las curvas de las SNIb decaen más rápidamente que las de las SNI y existe una clara distinción en el δm_{30} entre ambos tipos de SNs.

Finalmente no podemos observar que haya un continuo entre estas familias. Planeamos realizar este mismo estudio en las bandas *ugrizBV* para una muestra ampliada de SNs y agregar un estudio de bimodalidad para tratar de confirmar si se trata de familias separadas o no.

Agradecimientos: Agradecemos la colaboración de Joseph Anderson, Santiago González-Gaitán y Claudia Gutiérrez.

Referencias

- Anderson J. P., et al., 2014, ApJ, 786, 67
- Arnett D., 1996, Supernovae and Nucleosynthesis
- Blondin S., Tonry J. L., 2007, ApJ, 666, 1024
- Filippenko A. V., 1997, ARA&A, 35, 309
- González-Gaitán S., et al., 2015, MNRAS, 451, 2212
- GPy, since 2012, GPy: A Gaussian process framework in python, <http://github.com/SheffieldML/GPy>
- Gutiérrez C. P., et al., 2017, ArXiv e-prints
- Hamuy M., et al., 2006, PASP, 118, 2
- Lyman J. D., et al., 2016, MNRAS, 457, 328
- Prentice S. J., et al., 2016, MNRAS, 458, 2973
- Valenti S., et al., 2016, MNRAS, 459, 3939



Las detecciones de LIGO y el inicio de la astronomía de ondas gravitacionales en la astronomía multimensajero

G. Valdés¹ y G. González¹, por la Colaboración LIGO y Virgo

¹ Louisiana State University, Louisiana, USA

Contacto / guillermo.valdes@ligo.org, gabriela.gonzalez@ligo.org

Resumen / En este artículo, hacemos una reseña del observatorio de ondas gravitacionales LIGO y las señales detectadas por la red de observatorios entre 2015 y 2017, que indicaron el nacimiento de la astronomía de ondas gravitacionales. Describimos brevemente las posibles implicaciones astrofísicas de estas observaciones e informamos sobre las actividades llevadas a cabo para dar seguimiento electromagnético de los eventos. Así mismo, informamos sobre la participación de astrónomos e instalaciones en Argentina y otros países de Latinoamérica.

Abstract / In this article, we review the LIGO gravitational wave observatory and the signals detected by the observatory network between 2015 and 2017, which indicated the birth of gravitational wave astronomy. We briefly describe the possible astrophysical implications of these observations and report on the activities carried out to provide electromagnetic monitoring of the events. Likewise, we report on the participation of astronomers and facilities in Argentina and other countries in Latin America.

Keywords / gravitational waves

1. Introducción

El 11 de febrero del 2016 se anunció que LIGO, el observatorio de ondas gravitacionales con Interferómetro Láser (Aasi et al., 2015), había detectado una señal de ondas gravitacionales por primera vez en la historia. Esta señal, detectada el 14 de septiembre de 2015 (Abbott et al., 2016c), fue generada por el choque de dos agujeros negros con masas de aproximadamente 30 veces la masa del sol, alcanzando velocidades cercanas a la velocidad de la luz.

Este descubrimiento causó revuelo en la comunidad científica no solo porque fue comprobada la Teoría de la Gravedad de Einstein (Einstein, 1916b), de las ondas gravitacionales, sino también por el impacto revolucionario en el campo de la astronomía. La importancia de este hallazgo dio pie a que la Colaboración Científica de LIGO fuera reconocida con el Premio *Breakthrough* en Física Fundamental en el 2016* y con el Premio Princesa de Asturias en Investigación Científica y Técnica en el 2017**, por mencionar algunos. Posteriormente, el Premio Nobel en Física fue otorgado a Rainer Weiss, Barry Barish y Kip Thorne por sus contribuciones al observatorio LIGO y a la detección de las ondas gravitacionales.

Durante el segundo periodo de observación de LIGO, el 18 de agosto de 2017, fueron observadas ondas gravitacionales provenientes de la colisión de dos estrellas de neutrones (Abbott et al., 2017g). Gracias a la observación conjunta, realizada por los dos detectores LIGO y el detector Virgo (Acernese et al., 2015), la ubicación de su origen fue estimada. Una vez anunciada la

localización, este mismo evento fue observado en distintos rangos del espectro electromagnético (Abbott et al., 2017h); dando lugar a una nueva era en la astronomía de mensajeros múltiples.

Más de un siglo ha transcurrido desde la predicción hecha por Einstein de la existencia de estas ondas (Einstein, 1916a, 1918). Durante este tiempo se realizaron importantes trabajos científicos que contribuyeron a estos logros. El descubrimiento del sistema de pulsar binario Hulse-Taylor (Hulse & Taylor, 1975) y las posteriores observaciones de su pérdida de energía (Taylor & Weisberg, 1982) demostraron la existencia de ondas gravitacionales. Los experimentos para detectar ondas gravitacionales comenzaron con Weber y sus detectores de masa resonantes en la década de 1960 (Weber, 1960), seguidos de una red internacional de detectores resonantes criogénicos (Astone et al., 2010). Posteriormente, los detectores interferométricos surgieron por primera vez a principios de la década de 1960 (Gertsenshtein & Pustovoit, 1962). A principios de la década de 2000, se completó un conjunto de detectores iniciales, que incluían TAMA 300 en Japón, GEO 600 en Alemania, LIGO en los Estados Unidos y Virgo en Italia. En 2015, LIGO en su configuración avanzada, *Advanced LIGO*, se convirtió en el primero de una red de detectores significativamente más sensibles para comenzar las observaciones.

A continuación, presentaremos un resumen de los detectores de ondas gravitacionales, las principales características de las ondas detectadas y discutiremos su relevancia astrofísica. Seguidamente cubriremos el trabajo coincidente de diferentes grupos de astrónomos en observar las contrapartidas electromagnéticas asociadas a los eventos detectados. Para finalizar, describiremos las observaciones de seguimiento desarrolladas en Lati-

*<https://breakthroughprize.org>

**<http://www.fpa.es>

noamérica.

2. Astronomía de ondas gravitacionales

Las ondas gravitacionales son perturbaciones en el espacio-tiempo que se producen por la aceleración de masas; sin embargo, solo las ondas generadas por sistemas masivos, compactos y violentos podrían ser detectadas con la tecnología actual. Estas señales, dependiendo de su periodo se observarían con diferentes instrumentos y métodos como los interferómetros terrestres (Aasi et al., 2015; Acernese et al., 2015; Affeldt et al., 2014; Aso et al., 2013) para periodos en el rango de los milisegundos, los interferómetros espaciales (Babak et al., 2017) para periodos de horas, sincronización de púlsares (Hobbs & Dai, 2017) para periodos con duraciones de años y la medición de radiación cósmica de microondas (Kogut et al., 2004) para periodo de hasta millones de años de duración.

Antes de hablar de las primeras detecciones, describiremos brevemente LIGO y como realiza sus observaciones. LIGO consta de dos detectores idénticos, uno en el estado de Luisiana y el otro en el estado de Washington, EEUU; esta separación de aproximadamente 3000 km no solo permite la localización de la fuente con un error de anillo, pero también se elimina la posibilidad de que la señal detectada sea un ruido local.

Cada detector de LIGO consiste en un interferómetro en forma de L con 4 km de longitud en cada brazo. Los detectores incluyen un conjunto de subsistemas auxiliares y cavidades ópticas adicionales, como se muestra en la Figura 1 (Kissel, 2017). Estas cavidades y subsistemas mejoran la sensibilidad del observatorio; por ejemplo, incrementando la potencia del láser y así disminuyendo el ruido de disparo. Así mismo, cada detector incluye aproximadamente 10 mil sensores como sismómetros, acelerómetros, micrófonos, termómetros y magnetómetros que monitorean su estado y algunas condiciones ambientales locales. Las cavidades ópticas *Input y Output Mode Cleaner* mejoran la calidad del haz del láser filtrando los modos de resonancia de orden superior. El Sistema de Aislamiento Sísmico proporciona aislamiento mecánico activo entre el movimiento local de la tierra y los componentes del interferómetro. El subsistema de Suspensiones se usa para sostener y aislar todos los elementos ópticos primarios del movimiento de la mesa óptica. El Sistema de Compensación Térmica está diseñado para compensar los efectos de distorsión óptica causados por la distribución no uniforme de la temperatura en los espejos. El Sistema de Estabilización de Longitud se utiliza para adquirir y controlar la resonancia en cada una de las cavidades de ambos brazos del interferómetro.

La sensibilidad de desplazamiento del detector LIGO en Hanford durante la primera observación O1 se muestra en la Figura 2 (Abbott et al., 2016a); el detector en Livingston tiene una sensibilidad similar. La suma de todas las fuentes de ruido conocidas representa la mayor parte del ruido observado. El ruido cuántico incluye ruido de disparo y ruido de presión de radiación. El ruido térmico incluye términos debido a las suspensiones, las masas de prueba y sus revestimientos. El ruido sísmico

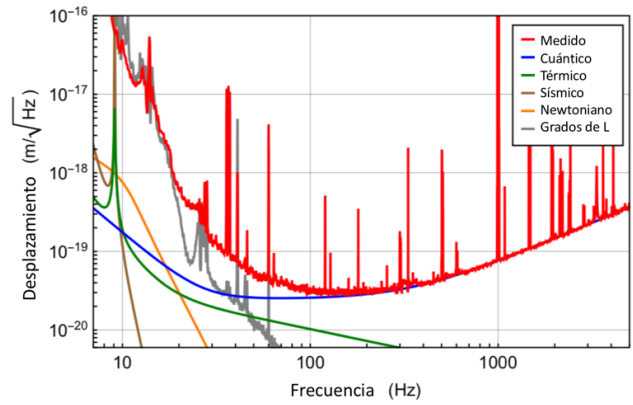


Figura 2: Sensibilidad del detector Advanced LIGO en Hanford durante el primer periodo de observación O1.

es el desplazamiento del suelo atenuado a través del sistema de aislamiento sísmico y las suspensiones. El ruido por acoplamientos del sistema de alineación automática se muestra en la traza etiquetada “Grados de L” (grados de libertad). El ruido gravitatorio newtoniano se calcula a partir de las perturbaciones de la densidad debidas al movimiento de la superficie del terreno. Los “picos” verticales en la línea de desplazamiento se deben a los modos de resonancia de los cables de suspensión, la línea eléctrica de alimentación y sus armónicos, y las líneas de calibración del detector.

Las señales de ondas gravitacionales son detectadas utilizando dos métodos independientes. Uno de ellos está optimizado para detectar la coalescencia de sistemas binarios compactos, usando la técnica de filtro adaptado (*match-filtering* en inglés; ver Abbott et al. 2016c y las referencias allí citadas) con plantillas de onda obtenidas de la Teoría de la Relatividad General y sus aproximaciones post-newtonianas. La otra búsqueda apunta a un rango de señales transitorias, con suposiciones mínimas sobre las formas de onda (llamada *burst pipeline*).

A los eventos se les asigna un significado estadístico que establece un rango de probabilidades de que sea una onda gravitacional. La relevancia del candidato se determina por la búsqueda de fondo -la tasa a la que el ruido del detector produce eventos con un valor estadístico igual o mayor al evento considerado. El fondo se estima de manera diferente para las dos búsquedas, pero las dos utilizan la técnica de desplazamiento temporal: los valores temporales de los datos de un detector son desplazados por una cantidad que es mayor que el tiempo de propagación de la luz entre los dos sitios, y un nuevo conjunto de eventos se produce con este conjunto de desplazamientos temporales. Si una señal en un detector coincide con los desplazamientos temporales de ruido en el otro, se agrega a la estimación del fondo. Esto conduce a una sobreestimación del ruido de fondo y a una valoración más conservadora del significado de los candidatos.

Durante su último periodo de observación O2, LIGO tuvo un alcance promedio de observación de 100 Mpc para coalescencias de estrellas binarias de neutrones. Se

Advanced LIGO
Optical Layout, L1 or H1
with Seismic Isolation and Suspensions
G1200071-v5
J. Kissel Nov 13 2017

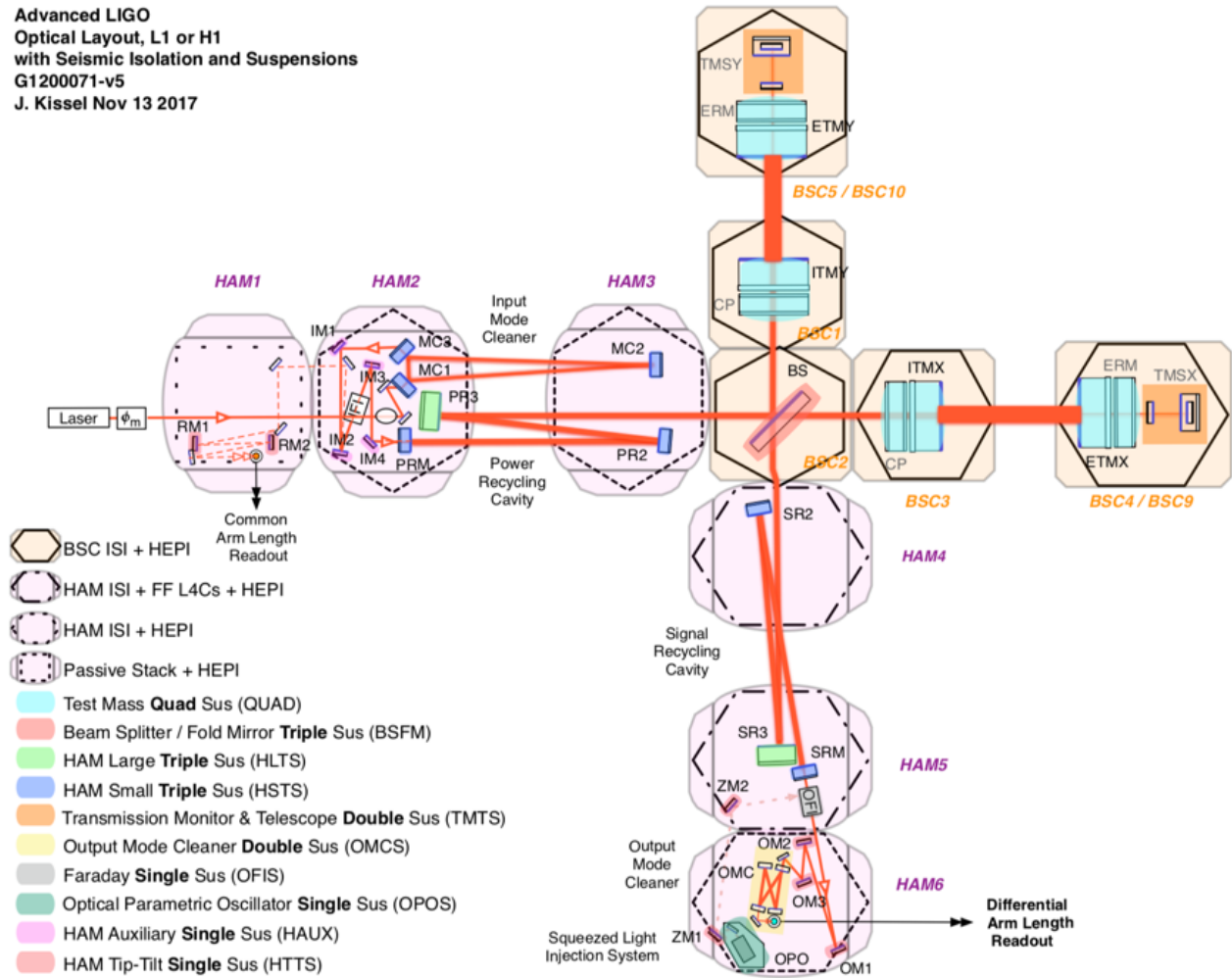


Figura 1: Esquema de la configuración de *Advanced LIGO*, sus distintas cavidades ópticas y diferentes aparatos de aislamiento sísmico aplicados a cada mesa óptica y elementos ópticos. De las 11 cámaras ópticas diferentes que se muestran, las cámaras "HAM" albergan elementos ópticos auxiliares utilizados para el reciclaje de energía, la limpieza de modos de resonancia y otros fines. Las cámaras "BSC" albergan los componentes ópticos principales del interferómetro: el divisor del haz, dos conjuntos de masas de prueba (entrada y salida) que comprenden cada brazo, las cadenas de suspensión de reacción utilizadas para la activación silenciosa de las masas de prueba y la mesa para los componentes ópticos que monitorean la transmisión del láser, utilizada para la estabilización del largo del brazo.

espera que, con las mejoras que incluyen la instalación de un Oscilador Óptico Paramétrico (Aasi et al., 2013) y el remplazo de las masas de reacción, la sensibilidad se incremente y el alcance aumente hasta un promedio de 170 Mpc para el siguiente periodo de observación O3. En un futuro, el detector KAGRA en Japón y LIGO India se unirán a la red de detectores, lo que posibilitaría una reducción en el error de localización de la fuente. En la Figura 3 mostramos la ubicación de los observatorios de ondas gravitacionales que componen la red. Otros esfuerzos incluyen el diseño de detectores terrestres de tercera generación, como el Telescopio Einstein. Se contempla que sea 10 veces más sensible que los detectores existentes y que consista en dos interferómetros para lograr la localización de la fuente (Sathyaprakash et al., 2011).



Figura 3: Red de observatorios de ondas gravitacionales. Crédito de imagen: LIGO/Virgo.

Tabla 1: Lista de ondas gravitacionales observadas.

Nombre	Observatorios	Fuente	Masa Final (M_{\odot})	Error (deg ²)
GW150914	H1, L1	BBH	62	600
GW151226	H1, L1	BBH	20.8	1400
GW170104	H1, L1	BBH	50.7	1200
GW170608	H1, L1	BBH	18	520
GW170814	H1, L1, V1	BBH	53.2	60
GW170817	H1, L1, V1	BNS	2.74	28

3. Las detecciones de ondas gravitacionales

Hasta este momento, LIGO ha reportado la observación de siete señales distintas de ondas gravitacionales por sus detectores en Livingston *L1*, Luisiana, y Hanford *H1*, Washington; las dos últimas fueron observadas en conjunto con el detector Virgo *V1*, ubicado cerca de Pisa, Italia. En la Tabla 1 se resumen las principales características de los eventos observados (Abbott et al., 2016c, 2017g, 2016b, 2017d,e,f). El Nombre describe el año, mes y día de la observación, los Observatorios indican los detectores que recibieron el evento, la Fuente especifica si fue una coalescencia de agujeros negros (BBH – *Binary Black Hole*) o de estrellas de neutrones (BNS – *Binary Neutron Star*), las masas finales después de la colisión se indican en unidades de masa solar M_{\odot} . Por último, se muestra el error de localización, que se puede apreciar disminuyó considerablemente al incluir un tercer detector.

3.1. Implicaciones

Existen dos posibles escenarios de cómo estos agujeros negros podrían comenzar a orbitar entre sí. Uno de ellos sugiere que comiencen como estrellas masivas en la órbita de cada uno y permanezcan juntos incluso después de que cada uno se convierta en supernova. O bien, los agujeros negros pueden formarse de forma independiente, pero pueden ser conducidos juntos más tarde por interacciones gravitacionales periódicas con otros objetos. Después de un análisis que incluía las tres primeras detecciones, se estimó que diez observaciones más podrían proporcionar evidencia sustancial a favor de un escenario u otro (Aasi et al., 2015).

El evento GW170817, generado por el choque de estrellas de neutrones resolvió misterios como el origen del oro y otros elementos pesados en el Universo (Abbott et al., 2017b), así como la causa de algunas explosiones de rayos gamma, o *Gamma Ray Burst* (GRB) (Abbott et al., 2017c). Utilizando la medición de distancia de GW170817 en conjunto con la estimación de la velocidad con que las galaxias en esa región se mueven respecto de la Tierra, se realizó una nueva estimación completamente independiente de la constante de Hubble (Abbott et al., 2017a) – la tasa de expansión actual del Universo.

4. Seguimiento electromagnético

La observación conjunta del sistema binario de estrellas de neutrones del 17 de Agosto de 2017 marcó el inicio de una nueva era en la astronomía multimensajero. Para este evento (GW170817), el Monitor de Ráfagas de Rayos Gamma *Fermi* detectó de forma independiente un estallido de rayos gamma (GRB 170817A) con un retraso de ~ 1.7 s con respecto al tiempo de fusión (ver Figura 4).

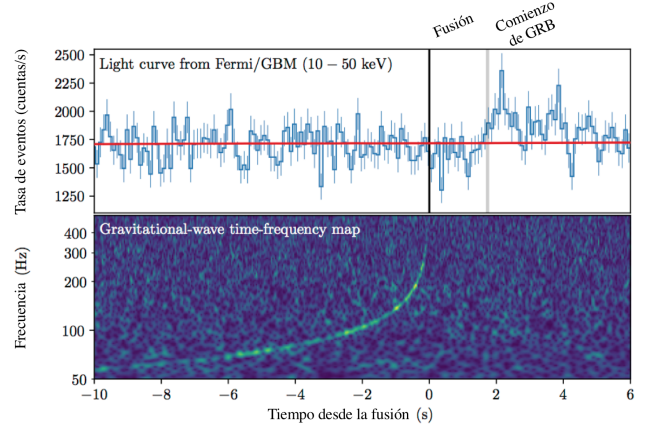


Figura 4: Detección conjunta, multimensajera de GW170817 y GRB 170817A.

Se lanzó una extensa campaña de observación en todo el espectro electromagnético que condujo al descubrimiento de un transitorio óptico brillante en la galaxia NGC 4993 menos de 11 horas después de la fusión por el Telescopio Swope (ver Figura 5). El transitorio óptico fue detectado independientemente por múltiples equipos dentro de la siguiente hora. Se descubrieron rayos X y emisiones de radio en la posición del evento ~ 9 y ~ 16 días, respectivamente, después de la fusión (Abbott et al., 2017h). Estas observaciones respaldan la hipótesis de que GW170817 fue producido por la fusión de dos estrellas de neutrones en NGC 4993 seguido de un estallido corto de rayos gamma (GRB 170817A) y una kilonova (Metzger, 2017).

5. Colaboración Científica LIGO y Latinoamérica

Los descubrimientos mencionados en este artículo fueron el resultado del trabajo conjunto de la Colaboración Científica LIGO (LSC – LIGO Scientific Collaboration), fundada en 1997. Esta colaboración incluye más de 1200 miembros (LSC, 2017), con gran diversidad cultural y de género, provenientes de distintas instituciones alrededor del mundo. En LSC existen miembros de países de América Latina como Argentina, Brasil, México y Uruguay (LSC, 2016), por mencionar algunos. Por el momento, el Instituto Nacional de Investigaciones Espaciales (INPE – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais) y el Instituto Sudamericano de Investigaciones Fundamentales (SAIFTR – South American Institute

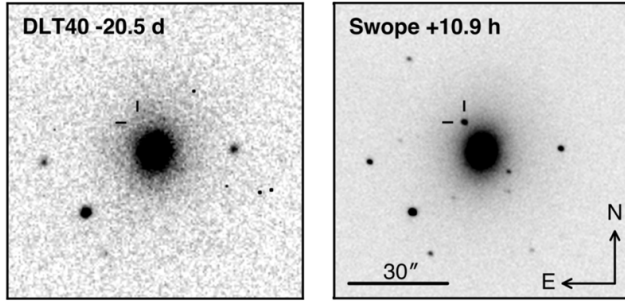


Figura 5: Imagen de la galaxia anfitriona aparente NGC 4993 durante el descubrimiento óptico realizado por Swope ~ 11 horas después de la fusión (izquierda) y la imagen previa al descubrimiento, tomada por el telescopio DLT40, ~ 20.5 días antes de la fusión (derecha). La retícula marca la posición del transitorio en ambas imágenes.

for Fundamental Research), ambos en Brasil, son las únicas instituciones latinoamericanas de las 108 pertenecientes a la LSC.

En Brasil, se encuentra en desarrollo el detector de ondas gravitacionales de masa resonante *Mario Schenberg* (Da Silva Costa & Aguiar, 2014), que cuenta con una esfera de CuAl de 65 cm de diámetro. Por otro lado, científicos han expresado su interés en estudiar la posibilidad de construir un observatorio de ondas gravitacionales utilizando un interferómetro que sea financiado por países latinoamericanos. Aunque no existe ningún plan en marcha, esto representaría una alternativa para amortiguar los altos costos de las instalaciones multimillonarias.

Adicionalmente, observatorios ubicados en Latinoamérica, como Swope en Chile (Coulter et al., 2017), TOROS en Argentina (Díaz et al., 2017) y el Observatorio Nacional de San Pedro Martir en México (Zhang et al., 2018), operados por científicos e instituciones de distintos países, dieron seguimiento a la contraparte electromagnética del evento GW170817.

6. Conclusiones

En este artículo se ha presentado una reseña de LIGO, el Observatorio de Ondas Gravitacionales con Interferómetro Láser. Se resumieron las principales características de las detecciones hechas por LIGO y Virgo. Hemos puntualizado brevemente los resultados e implicaciones astrofísicas de estas observaciones y hemos informado sobre las instituciones que llevaron a cabo trabajos para seguir electromagnéticamente la colisión de dos estrellas de neutrones, GW170817. Seguidamente hemos informado brevemente sobre la participación de América Latina en la observación de ondas gravitacionales con la Colaboración Científica LIGO y en el seguimiento electromagnético de sus detecciones.

Agradecimientos: Agradecemos a todos los miembros de los Comités Organizadores Local y Científico de la última Reunión de la A.A.A. por su activa participación que permitió llevar a cabo una exitosa reunión. También se agradece a los participantes por contribuir a que este congreso se haya enriquecido con muchos trabajos valiosos y animadas discusiones.

Referencias

- Aasi J., et al., 2013, *Nature Photon.*, 7, 613
Aasi J., et al., 2015, *Class. Quant. Grav.*, 32, 074001
Abbott B. P., et al., 2016a, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 131103
Abbott B. P., et al., 2016b, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 241103
Abbott B. P., et al., 2016c, *Phys. Rev. Lett.*, 116, 061102
Abbott B. P., et al., 2017a, *Nature*, 551, 85
Abbott B. P., et al., 2017b, *Astrophys. J.*, 850, L39
Abbott B. P., et al., 2017c, *Astrophys. J.*, 848, L13
Abbott B. P., et al., 2017d, *Phys. Rev. Lett.*, 118, 221101
Abbott B. P., et al., 2017e, *Astrophys. J.*, 851, L35
Abbott B. P., et al., 2017f, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 141101
Abbott B. P., et al., 2017g, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 161101
Abbott B. P., et al., 2017h, *Astrophys. J.*, 848, L12
Acerese F., et al., 2015, *Class. Quant. Grav.*, 32, 024001
Affeldt C., et al., 2014, *Class. Quant. Grav.*, 31, 224002
Aso Y., et al., 2013, *Phys. Rev.*, D88, 043007
Astone P., et al., 2010, *Phys. Rev.*, D82, 022003
Babak S., et al., 2017, *Phys. Rev.*, D95, 103012
Coulter D. A., et al., 2017, *Science*
Da Silva Costa C. F., Aguiar O. D., 2014, in *Journal of Physics Conference Series*. p. 012012
Díaz M. C., et al., 2017, *Astrophys. J.*, 848, L29
Einstein A., 1916a, *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 688-696.
Einstein A., 1916b, *Annalen Phys.*, 49, 769
Einstein A., 1918, *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 154-167.
Gertsenshtein M. E., Pustovoit V. I., 1962, *Sov. Phys. JETP*, 16, 433
Hobbs G., Dai S., 2017
Hulse R. A., Taylor J. H., 1975, *Astrophys. J.*, 195, L51
Kissel J., 2017, *LIGO Document Control Center*
Kogut A., et al., 2004, *Astrophys. J. Suppl.*, 154, 493
LSC 2016, *LIGO Magazine*, 9, 36
LSC, 2017, *Learn about the LIGO Scientific Collaboration*
Metzger B. D., 2017, *Living Rev. Rel.*, 20, 3
Sathyaprakash B., et al., 2011, in *Proceedings, 46th Rencontres de Moriond on Gravitational Waves and Experimental Gravity: La Thuile, Italy, March 20-27, 2011*. pp 127-136
Taylor J. H., Weisberg J. M., 1982, *Astrophys. J.*, 253, 908
Weber J., 1960, *Phys. Rev.*, 117, 306
Zhang B. B., et al., 2018, *Nature Commun.*, 9, 447



Nuevos radiotelescopios en Argentina: descripción y ciencia posible

C.E. Cappa^{1,2}

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / ccappa@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Tres nuevos instrumentos radioastronómicos estarán disponibles en Argentina en los próximos años para observar el cielo sur: LLAMA, DSA3 y CART. En esta presentación se describirán brevemente estos radiotelescopios y las posibilidades que nos brindarán para realizar observaciones radioastronómicas en los rangos milimétricos/submilimétricos y de radio del espectro electromagnético.

Abstract / During the next years, new radioastronomical instrumentation will be available in Argentina to observe the southern sky: LLAMA, DSA3, and CART. In this presentation, these new radiotelescopes will be briefly described along with their capabilities for astronomical observations in the millimeter/submillimeter and radio ranges.

Keywords / telescopes — instrumentation: high angular resolution

1. Introducción

Tres nuevos instrumentos estarán disponibles en Argentina para realizar observaciones radioastronómicas en los próximos años. Estas nuevas instalaciones permitirán a nuestra comunidad observar en los rangos milimétricos/submilimétricos y de radio. En las secciones siguientes describiremos brevemente esos nuevos instrumentos y los estudios científicos que pueden llevarse a cabo con ellas.

2. LLAMA

2.1. Descripción general

El proyecto *Large Latin American Millimeter Array* (LLAMA) es una colaboración entre Argentina y Brasil para instalar, operar y mantener un radiotelescopio de 12 m de diámetro para explorar el cielo sur. El convenio fue firmado por el Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (MinCyT) por parte de Argentina y por la *Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo* (FAPESP) por parte de Brasil. La contribución de Brasil consistió fundamentalmente en la adquisición de la antena (USD 9 000 000) construida por la empresa alemana Vertex (Antennentechnik GmbH, Alemania e Italia) y equipamiento adicional, mientras que Argentina contribuye con caminos, infraestructura, receptores, edificaciones en San Antonio de los Cobres y el sitio de LLAMA, etc.

El radiotelescopio estará ubicado en el Cerro Veccar, en la zona del Abra Alto Chorrillos, en la Puna salteña, a 4825 m sobre el nivel del mar, y permitirá realizar observaciones en el rango de frecuencias entre 35 y 700 GHz, correspondiente a longitudes de onda en el intervalo 0.4 a 8.5 mm. Aunque inicialmente operará como

un telescopio de disco simple, podrá formar parte en el futuro de un sistema de interferometría de larga línea de base (VLBI, por su sigla en inglés). La Fig. 1 muestra el sitio de LLAMA en el Cerro Veccar con algunos de los contenedores conteniendo partes de la antena.

La Fig. 2 muestra una imagen del telescopio LLAMA una vez ensamblado. El radiotelescopio estará equipado con seis receptores con muy buena sensibilidad, y sistemas de monitoreo y procesamiento de datos. Las bandas de frecuencia de los receptores coinciden con las del interferómetro ALMA, ubicado en los Llanos de Chajnantor, en la Puna de Atacama, a unos 180 km del sitio de LLAMA. Se indican en la Tabla 1 el rango de frecuencia de cada receptor y la longitud de onda, y la resolución angular en segundos de arco y en pc a una distancia de 1 kpc. Los receptores para Bandas 5 y 9, ya completados en Holanda con participación de ingenieros argentinos y brasileños, estarán disponibles para primera luz. La Fig. 3 muestra el *cartridge*, que estará al vacío y será enfriado, donde se pueden ubicar tres receptores. Los de Bandas 5 y 9 están ya incluidos.

2.2. Ciencia con LLAMA

La región milimétrica y submilimétrica del espectro electromagnético está caracterizada por la presencia de alrededor de 200 especies moleculares con miles de líneas espectrales*. La Fig. 4 lista las moléculas que se han detectado hasta marzo de 2018, en la que aparecen desde moléculas diatómicas hasta moléculas formadas con más de 12 átomos. Nuevas especies se están descubriendo aún. Las moléculas listadas tienen líneas en las bandas

*Ver por ejemplo:
Cologne data base, <http://www.astro.uni-koeln.de/cdms/>;
Splatalogue, <http://www.cv.nrao.edu/php/splat/>



Figura 1: Imagen del sitio de LLAMA en el Cerro Veccar con algunos de los contenedores con partes de la antena.

Tabla 1: Receptores de LLAMA.

Banda	ν (GHz)	λ (mm)	ϕ (")/pc(a 1kpc)
1	35-50	8.5-6.0	145/0.6
3	84-116	3.6-2.6	63/0.3
5*	163-211	1.8-1.4	33/0.15
6	211-275	1.4-1.1	25/0.11
7	275-373	1.1-0.8	19/0.08
9*	602-720	0.4-0.4	9/0.04

milimétrica y submilimétrica originadas en procesos colisionales (permitiendo determinar densidades ambientales) y radiativos.

La Fig. 5 muestra la región del espectro electromagnético en 231 GHz hacia la fuente SgrB2(N) (Ziurys & Apponi 2005). El espectro muestra líneas originadas en un medio interestelar denso y en medios de menor densidad. Hay muchísimas líneas de moléculas orgánicas complejas, que en general son líneas rotacionales, así como varias líneas originadas en moléculas desconocidas (indicadas como *U*, por *Unknown*). Muchas líneas son extremadamente débiles, y estaban inmersas en el ruido en trabajos de los años 1980s y 1990s.

La complejidad de una molécula se relaciona con una mayor abundancia de líneas espectrales, que además serán más débiles ya que la población de moléculas deberá distribuirse en mayor cantidad de niveles energéticos. Claramente, las detecciones moleculares se utilizan para probar las condiciones físicas del medio interestelar o circumestelar en el que se originan, obteniéndose

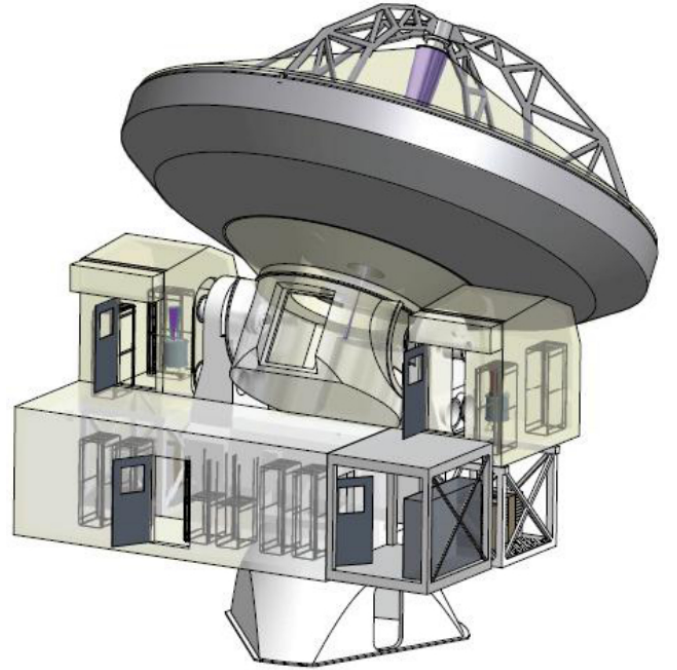


Figura 2: Imagen del telescopio LLAMA una vez ensamblado. Se identifican las dos cabinas Nasmyth donde se ubican los receptores (a los costados), la cabina Cassegrain (en el centro) y la pieza con el movimiento en altura. El diámetro de la antena es 12 m.

temperaturas del gas, densidad ambiental, la química

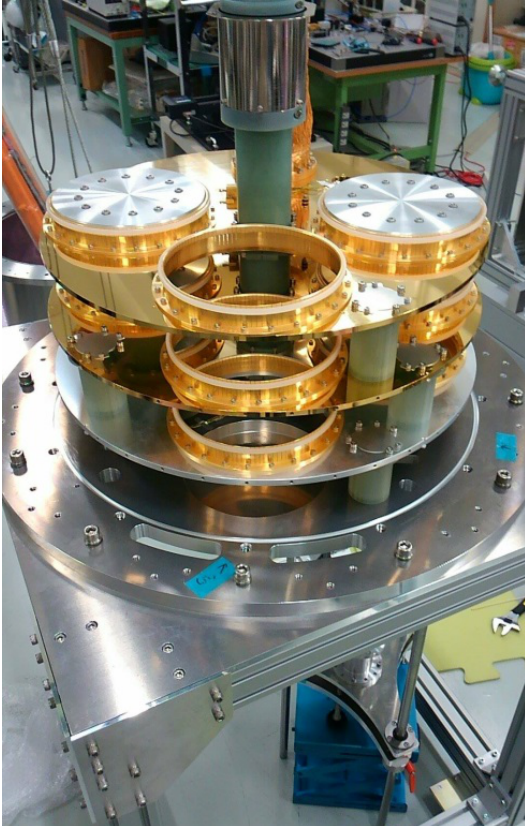


Figura 3: *Cartridge* a ubicar en una de las cabinas Nasmyth conteniendo los receptores de Banda 5 y 9. El lugar libre es para un tercer receptor.

predominante y la cinemática. Algunas líneas son excelentes trazadores de temperatura cinética en las nubes moleculares, como por ejemplo amoníaco (NH_3 y CH_3CCH), otras son útiles para analizar regiones donde actúan frentes de choque, mientras que otras son apropiadas para determinar densidades y temperaturas de excitación. La posibilidad de obtener información de diversas transiciones de estructura hiperfina de una misma molécula permite modelar en equilibrio estadístico las poblaciones de los niveles.

La gran cantidad de líneas presentes en las bandas milimétricas y submilimétricas, en su mayoría líneas rotacionales, junto con la gran resolución angular que proveerá el telescopio LLAMA (ver Tabla 1) permitirán realizar una gran variedad de estudios moleculares, tanto en el sistema solar, como en el medio galáctico y extragaláctico.

Se incluye a continuación una lista, seguramente incompleta, de los estudios que pueden llevarse a cabo extraídos del *White paper* de LLAMA (en preparación):

En lo referente a estudios galácticos, el radiotelescopio LLAMA nos permitirá investigar en principio las características del gas molecular asociado a estrellas y estructuras presentes en el medio interestelar:

- Completar el estudio de nubes moleculares gigantes visibles desde el Hemisferio Sur, y estudiar su cinemática y morfología. Las nubes moleculares gi-

gantes muestran una estructura jerarquizada formada por grumos y núcleos moleculares y son sitios de formación estelar reciente.

- Por su parte el análisis de los grumos y núcleos permitirá investigar si prevalecen en ellos condiciones aptas para la formación de nuevas estrellas, nos permitirá conocer su cinemática y determinar sus condiciones físicas utilizando líneas moleculares con grandes densidades críticas.
- Estudiar el gas molecular asociado a regiones HII, burbujas infrarrojas de polvo (Simpson et al. 2012), burbujas interestelares en general y remanentes de supernova. Estos estudios permiten analizar la interacción de las estrellas masivas en diferentes etapas evolutivas con un medio interestelar de diversa densidad ambiental. En particular, las burbujas IR de polvo evolucionan en medios densos y opacos a la emisión óptica, en los que las estrellas excitatrices sólo pueden identificarse utilizando catálogos u observaciones en el infrarrojo. Las Figs. 6 y 7 muestran la emisión en diferentes bandas de la región HII RCW 120 (Deharveng et al. 2009) y de la burbuja infrarroja de polvo S 21 (Cappa et al. 2017) en $^{13}\text{CO}(2-1)$. Las observaciones moleculares se obtuvieron con el telescopio APEX, con resolución angular de 28 segundos de arco, similar a la que se obtendrá con LLAMA. En general, el gas molecular se presenta distribuido en una cáscara densa rodeando a la burbuja con grumos de mayor densidad inmersos.
- Detectar líneas de recombinación en dirección a regiones HII y burbujas interestelares en general.
- Analizar si las condiciones físicas favorecen la formación estelar secuencial en los grumos moleculares y de polvo frío asociados a estos objetos.
- Estudiar los grumos y núcleos en las primeras etapas de formación estelar. Estos grumos están asociados a polvo frío y a gas denso y son precursores de formación estelar (*starless cores*). Presentan abundancias deficientes de algunas moléculas, que están congeladas sobre los granos de polvo, y un incremento en la abundancia relativa de isotopómeros deuterados.
- En etapas más avanzadas de formación estelar, las observaciones moleculares permitirán identificar flujos moleculares y acreción en objetos estelares jóvenes identificados en catálogos infrarrojos. La identificación y estudio de discos protoplanetarios hacia objetos estelares jóvenes cercanos permitirá avanzar en el conocimiento de estas estructuras.
- Los grandes relevamientos en longitudes de onda del infrarrojo (2MASS, VVV) han permitido la identificación de numerosísimos cúmulos aún embebidos en su nube molecular madre (Barbá et al. 2015). El estudio del gas molecular y del polvo interestelar permitirá conocer las condiciones físicas del medio en el que evolucionan.
- Una rama importantísima de la Astrofísica es la Astroquímica. La mayor parte de las moléculas complejas se han descubierto en los entornos tibios de núcleos moleculares calientes (≤ 0.1 pc, 10^3 M_\odot , $n_{\text{H}_2} \simeq 10^6\text{-}10^8 \text{ cm}^{-3}$, $T_K = 100\text{-}300$ K) asociados a regiones de formación estelar masiva. La posibilidad de hacer relevamientos con un gran ancho de banda

2 atoms	3 atoms	4 atoms	5 atoms	6 atoms	7 atoms	8 atoms	9 atoms	10 atoms	11 atoms	12 atoms	>12 atoms
H ₂	C ₃ ⁺	c-C ₃ H	C ₅ ⁺	C ₅ H	C ₆ H	CH ₃ C ₃ N	CH ₃ C ₄ H	CH ₃ C ₅ N	HC ₉ N	c-C ₆ H ₆ ⁺	C ₆₀ ⁺
AlF	C ₂ H	i-C ₃ H	C ₄ H	i-H ₂ C ₄	CH ₂ CHCN	HC(O)OCH ₃	CH ₃ CH ₂ CN	(CH ₃) ₂ CO	CH ₃ C ₆ H	n-C ₃ H ₇ CN	C ₇₀ ⁺
AlCl	C ₂ O	C ₃ N	C ₄ Si	C ₂ H ₄ ⁺	CH ₃ C ₂ H	CH ₃ COOH	(CH ₃) ₂ O	(CH ₂ OH) ₂	C ₂ H ₅ OCHO	i-C ₃ H ₇ CN	C ₆₀ ⁺ ⁺
C ₂ ⁺⁺	C ₂ S	C ₃ O	i-C ₃ H ₂	CH ₃ CN	HC ₅ N	C ₇ H	CH ₃ CH ₂ OH	CH ₃ CH ₂ CHO	CH ₃ OC(O)CH ₃	C ₂ H ₅ OCH ₃ ?	c-C ₆ H ₅ CN 2018
CH	CH ₂	C ₃ S	c-C ₃ H ₂	CH ₃ NC	CH ₃ CHO	C ₆ H ₂	HC ₇ N	CH ₃ CHCH ₂ O 2016			
CH ⁺	HCN	C ₂ H ₂ ⁺	H ₂ CCN	CH ₃ OH	CH ₃ NH ₂	CH ₂ OHCHO	C ₈ H	CH ₃ OCH ₂ OH 2017			
CN	HCO	NH ₃	CH ₄ ⁺	CH ₃ SH	c-C ₂ H ₄ O	i-HC ₆ H ⁺	CH ₃ C(O)NH ₂				
CO	HCO ⁺	HCCN	HC ₃ N	HC ₃ NH ⁺	H ₂ CCHOH	CH ₂ CHCHO(?)	C ₈ H ⁻				
CO ⁺	HCS ⁺	HCNH ⁺	HC ₂ NC	HC ₂ CHO	C ₆ H ⁻	CH ₂ CCHCN	C ₃ H ₆				
CP	HOC ⁺	HNCO	HCOOH	NH ₂ CHO	CH ₃ NCO	H ₂ NCH ₂ CN	CH ₃ CH ₂ SH(?)				
SiC	H ₂ O	HNCS	H ₂ CNH	C ₅ N	HC ₅ O 2017	CH ₃ CHNH	CH ₃ NHCHO? 2017				
HCl	H ₂ S	HOCO ⁺	H ₂ C ₂ O	i-HC ₄ H ⁺		CH ₃ SiH ₃ 2017	HC ₇ O 2017				
KCl	HNC	H ₂ CO	H ₂ NCN	i-HC ₄ N							
NH	HNO	H ₂ CN	HNC ₃	c-H ₂ C ₃ O							
NO	MgCN	H ₂ CS	SiH ₄ ⁺	H ₂ CCNH(?)							
NS	MgNC	H ₃ O ⁺	H ₂ COH ⁺	C ₅ N ⁻							
NaCl	N ₂ H ⁺	c-SiC ₃	C ₄ H ⁻	HNCHCN							
OH	N ₂ O	CH ₃ ⁺	HC(O)CN	SiH ₃ CN 2017							
PN	NaCN	C ₃ N ⁻	HNCNH								
SO	OCS	PH ₃	CH ₃ O								
SO ⁺	SO ₂	HCNO	NH ₄ ⁺								
SiN	c-SiC ₂	HOCN	H ₂ NCO ⁺ (?)								
SiO	CO ₂ ⁺	HSCN	NCCNH ⁺								
SiS	NH ₂	H ₂ O ₂	CH ₃ Cl 2017								
CS	H ₃ ⁺ (*)	C ₃ H ⁺									
HF	SiCN	HMgNC									
HD	AlNC	HCCO									
FeO?	SiNC										
O ₂	HCP										
CF ⁺	CCP										
SiH?	AlOH										
PO	H ₂ O ⁺										
AlO	H ₂ Cl ⁺										
OH ⁺	KCN										
CN ⁻	FeCN										
SH ⁺	HO ₂										
SH	TiO ₂										
HCl ⁺	C ₂ N										
TiO	Si ₂ C										
ArH ⁺	HS ₂ 2017										
N ₂	HCS 2018										
NO ⁺ ?	HSC 2018										

Figura 4: Listado de especies moleculares identificadas en el medio interestelar hasta marzo de 2018 (I. Physikalisches Institut: www.astro.uni-koeln.de/cdms/molecules).

- en frecuencia permitirá estudiar aniones, cationes, líneas deuteradas, etc., presentes en las regiones de interés.
- También las condiciones en regiones donde actúan frentes de choque pueden conocerse a través del estudio de líneas moleculares apropiadas. Un ejemplo es el caso de la línea CO(6-5) en 691 GHz (Banda 9),

con una densidad crítica de $1.3 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$, originada en gas calentado por frentes de choque.

- Estudios moleculares hacia estrellas gigantes rojas y estrellas de la rama asintótica, que son las principales productoras de polvo interestelar (Schneider et al. 2014), muestran gas molecular circumestelar en el que predominan moléculas con C o con O, depen-

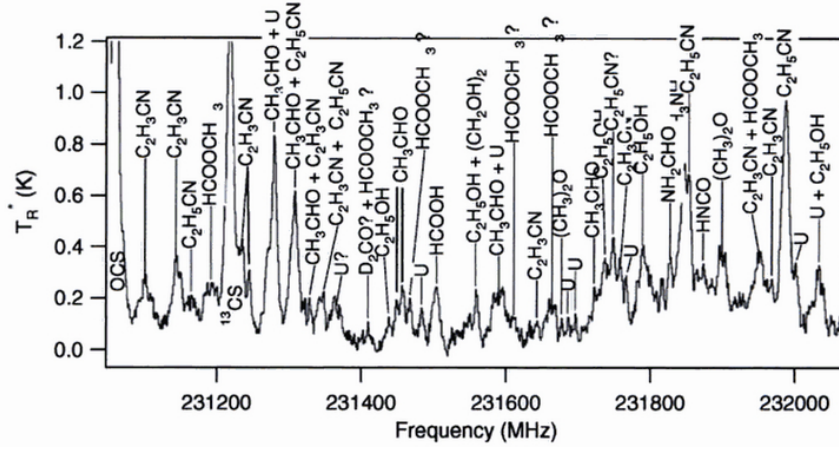


Figura 5: Moléculas en la región de SGrB2(N) en 231 GHz (Ziurys & Apponi 2005).

diendo de las abundancias estelares. La resolución angular de LLAMA permitirá analizar la composición isotópica y la química, cruciales para identificar la naturaleza de los objetos y sus progenitores.

- No debe olvidarse la posibilidad de realizar/completar relevamientos de líneas moleculares sensibles al gas denso en el cielo sur visible con LLAMA.
- Finalmente, es importante mencionar que LLAMA podrá observar el Sol. Esto permitirá realizar observaciones sistemáticas en diferentes frecuencias para analizar los *burst* solares con buena sensibilidad. En este aspecto esperamos que LLAMA nos brinde información sobre la estructura térmica y dinámica de la corona, incluyendo frentes de choque y calentamiento.

En lo referente a estudios extragalácticos, será importante:

- Estudiar la distribución del gas molecular hacia diversas galaxias.
- Analizar el gas molecular sensible a altas y bajas densidades críticas en dirección a galaxias con diferente corrimiento al rojo, lo que permitirá estudiar su evolución.
- Analizar formación estelar en entornos pobres en metales.
- Estudiar las regiones nucleares en galaxias cercanas con probable presencia de eyecciones de masa (*outflows*).
- Estudiar galaxias *starburst*.
- Analizar las propiedades del gas molecular en función de su actividad de formación estelar en la población de galaxias infrarrojas ultraluminosas (ULIRGs por su sigla en inglés).
- Testear diversos escenarios relativos a la formación y evolución de galaxias masivas.



Figura 6: Imagen RGB de RCW 120 tomada de Deharveng et al. (2009). La emisión en $24 \mu\text{m}$, $8 \mu\text{m}$ y $\text{H}\alpha$ se muestran en rojo, verde y azul, respectivamente.

3. DSA3

3.1. General

Deep Space Antenna 3 (DSA3, Fig. 8) es parte de la red ESTRACK de la Agencia Espacial Europea. Con un diámetro de 35 m, está ubicada cerca de Malargüe, en la Provincia de Mendoza.

La antena opera en dos bandas de frecuencia, Banda X, entre 8.4 y 8.5 GHz, y Banda Ka entre 31.8 y 32.4 GHz. La resolución angular es $4.4'$ en Banda X y $1.1'$ en Banda Ka. En este instrumento se ha asignado un 8 % del tiempo para radioastronomía. El principal objetivo de esta antena es dar soporte a las misiones interplanetarias de la ESA, para lo cual, al igual que para radioastronomía, se necesitan receptores de bajo ruido, calibrar la señal recibida y un buen sistema de apuntamiento.

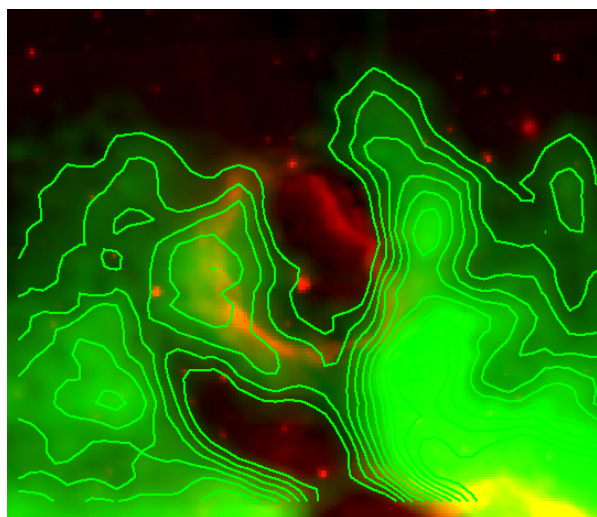


Figura 7: Imagen compuesta de la burbuja infrarroja S21 mostrando la emisión en $8\ \mu\text{m}$ en naranja y la distribución del $^{13}\text{CO}(2-1)$, que rodea a la burbuja, en verde.



Figura 8: Vista de la antena DSA3 en Malargüe.

3.2. Ciencia con DSA3

Benaglia et al. (2011) abordó la ciencia que puede hacerse con DSA3. Por completitud, resumiré acá las contribuciones astronómicas que pueden hacerse observando en las dos bandas.

- Observaciones en las dos bandas de frecuencia permitirán discriminar entre regiones HII y remanentes de supernova en base a datos en el continuo de radio y analizar variaciones de índice espectral en estos objetos.
- Observación de líneas de recombinación en radio en dirección a regiones HII.
- El medio interestelar es inhomogéneo y se produce centelleo de la radiación recibida. Su estudio permite conocer inhomogeneidades de pequeña escala en la componente electrónica del medio interestelar.

- Estudiar fuentes de rayos γ en las bandas X y Ka, y de ese modo contribuir a determinar el origen de esas fuentes.
- Observar núcleos activos de galaxias (AGNs, por su sigla en inglés), estudiar variabilidad y grado de polarización, así como los procesos que originan esta variabilidad.

4. CART

4.1. General

El China-Argentina Radio Telescope (CART) es una colaboración entre la Academia de Ciencias China y la Universidad Nacional de San Juan. La antena se ubicará en la estación astronómica Carlos Cesco en Chimbab, en la provincia de San Juan. Con un diámetro de 40 m (ver Fig. 9), será el mayor radiotelescopio de disco simple de sudamérica.

4.2. Ciencia con CART

El objetivo de esta antena es realizar estudios geodésicos y de referenciación. Así, participará en la Red Geodésica Nacional con el fin de:

- Mejorar el Sistema de Referencia Celeste Internacional (ICRF) y el Terrestre (ITRF).
- Mejorar los parámetros de orientación de la Tierra.
- Estudiar irregularidades en la de rotación terrestre.
- Estudiar las órbitas satelitales.
- En lo referente a Astrofísica, podrán observarse radiofuentes compactas, AGNs, regiones de formación estelar y fuentes de radio en el Sistema Solar.

Agradecimientos: Agradezco al Comité Científico la posibilidad de brindar esta presentación en la 60ava. Reunión de la Asociación Argentina de Astronomía, así como el apoyo financiero del Comité de Organización Local y de la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas de la UNLP.

Referencias

- Barbá R. H., et al., 2015, A&A, 581, A120
 Benaglia P., et al., 2011, BAAA, 54, 447
 Cappa C. E., et al., 2017, RevMexAA, 53, 79
 Deharveng L., et al., 2009, A&A, 496, 177
 Schneider R., et al., 2014, MNRAS, 442, 1440
 Simpson R. J., et al., 2012, MNRAS, 424, 2442
 Ziurys L. M., Apponi A. J., 2005, in Lis D. C., Blake G. A., Herbst E., eds., IAU Symposium Vol. 231, Astrochemistry: Recent Successes and Current Challenges. pp 207–216



Figura 9: El reflector de CART durante su construcción.



Calibración en flujo en espectros de CASLEO

Incertezas en mediciones

M. B. Mari¹, G. Gaspar^{2,3}, W. Weidmann^{2,3}

¹ *Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC, Argentina*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

³ *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina.*

Contacto / mbmari@oac.unc.edu.ar

Resumen / En este trabajo presentamos una evaluación de algunos parámetros que intervienen en la reducción y calibración en flujo de espectros de CASLEO obtenidos con el espectrógrafo REOSC/DS, con el objetivo de cuantificar las incertezas involucradas y así mejorar nuestros estudios en objetos con líneas de emisión. Para esto se analizaron 21 espectros de una nebulosa planetaria (NP) estándar de flujo, durante cinco noches consecutivas. Con estos datos, estimamos la incerteza en flujo que puede esperarse en CASLEO en objetos que contengan líneas de emisión. Paralelamente, a partir de los espectros de las estrellas estándares, estudiamos las distintas opciones de corrección por *flat*, para determinar el impacto que esta corrección causa sobre los espectros reducidos. Finalmente, se evaluó la medida de la calidad de la noche y el error en la medición en flujo. Nuestros resultados muestran que para la región roja de los espectros, los errores son del $\sim 4\%$ y se incrementan hacia la región del azul. Además, verificamos que la corrección por *flat* mejora los resultados y que los errores en la medición de flujos no son despreciables.

Abstract / In this paper, we present an evaluation of some parameters involved in the reduction and flux calibration for CASLEO REOSC/DS spectra, with the aim of quantify the uncertainties involved and so improve our studies on line emission objects. For this purpose, we observed a flux standard planetary nebula (PN) during five consecutive nights and analyzed 21 spectra. With this data we estimated the flux uncertainty that can be expected in CASLEO in objects that contain emission lines. From the spectra of the standard stars, we studied the different possible option for the *flat* correction to determine the impact of this correction on the reduced spectra. Finally, the quality of the night and the error in the flux measurement of the lines were evaluated. Our results show that for the red region of the spectrum the errors are $\sim 4\%$ and increasing towards the blue region. We also verified that the *flat* correction is necessary and that the flux measurement errors are not negligible.

Keywords / methods: data analysis — techniques: spectroscopic — ISM: HII regions

1. Introducción

La obtención de parámetros físicos de diversos objetos requiere, necesariamente, la medición del flujo de líneas de emisión. Hay una serie de factores que intervienen en la calidad de los datos obtenidos, que van desde la calidad de la noche de observación hasta el proceso de medición.

Si bien se han ensayado algunas expresiones teóricas para poder cuantificar la incerteza en el flujo de una línea (Gonzalez-Delgado et al., 1994; Skillman & Kennicutt, 1993; Lenz & Ayres, 1992), éstas son siempre parciales y hay que tomarlas como una cota inferior.

Una manera apropiada, aunque demandante en tiempo, de obtener la incerteza en el flujo de una línea de emisión es: observar un mismo objeto, con el mismo sistema de observación, durante varias noches, tomando varios espectros por noche. De esta manera se tienen un conjunto de mediciones independientes que contemplan diferentes condiciones de observación.

La desviación cuadrática media de los resultados del flujo de una determinada línea nos dará un valor realista de su incerteza.

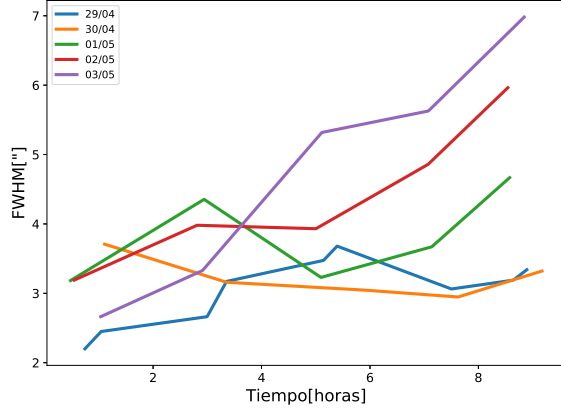
El objetivo del trabajo es, entonces, conocer las limitaciones del instrumento y cómo éstas, sumado al proceso de reducción, afectan la calidad de nuestros datos.

2. Observación y reducción

Las observaciones fueron realizadas durante cinco noches consecutivas. Se observó la NP estándar en flujo Hb 4 (PN G003.1+02.9). El objeto fue seleccionado del trabajo de Dopita & Hua (1997). Las observaciones se realizaron en el espectrógrafo REOSC/DS usando la red de 300 l mm^{-1} con *blaze* en 5000 \AA y dispersión 3.4 \AA px^{-1} , con una ranura de $250 \text{ m}\mu$; cada uno de los espectros se integró durante 600 segundos. El objeto se observó a distancias cenitales inferiores a 40° . En la Fig. 1 se muestra un ejemplo de espectro de Hb 4 reducido y normalizado. Para las estrellas estándares en flujo, se aumentó el tamaño de la ranura a $600 \text{ m}\mu$. Por lo tanto fue necesario obtener *flats*, tanto de cúpula como de cielo, para ambos tamaños de ranura. Se utilizó la lámpara CuNeAr para la calibración en longitud de onda. Los datos fueron reducidos con IRAF siguiendo el

Tabla 1: Resumen de bitácora de observación y el RMS del ajuste de la tarea *sensfunc*.

Noches	Nº estrellas estándares	RMS <i>sensfunc</i>	Nº espectros Hb 4
29/04/17	5	0.0903	4
30/04/17	6	0.0581	3
01/05/17	5	0.4724	5
02/05/17	5	0.3639	5
03/05/17	5	0.3320	4


 Figura 2: Estimación del *seeing* para diferentes horas a lo largo de las cinco noches.

procedimiento estándar. Finalmente los espectros fueron rectificadas y desenojados. En la Tabla 1 puede verse el detalle de las observaciones por noche.

3. La calidad de las noches

Una manera de evaluar la calidad de las noches de observación es a través del *seeing*. Éste se estimó mediante el *Full Width at Half Maximum* (FWHM) del continuo de las estrellas estándares. En la Fig. 2 se muestran estas mediciones. Se evidencia que en las 5 noches hay una tendencia a que el *seeing* empeore en el transcurso de la noche. Otra manera de evaluar la calidad de las noches es con el valor cuadrático medio (*RMS*, por sus siglas en inglés) que genera la tarea de IRAF *sensfunc*. En la Tabla 1 se muestran estos resultados y en la Fig. 3 puede verse un ejemplo. Notar como la dispersión en la parte azul desmejora notablemente, con respecto al resto del rango espectral. Ambos estimadores evidencian que las noches no fueron muy buenas.

4. Sobre la corrección por *flat*

No siempre es claro si la corrección por *flat* mejora la calidad de los datos. A diferencia del caso de imagen directa, en espectroscopía esto es complejo de determinar. Es importante conocer esto para no introducir ruido innecesario en la reducción. Para estudiar este problema, tomamos los espectros de las estrellas estándares de una noche y los redujimos siguiendo un mismo procedimiento con tres opciones diferentes: *flat* de lámpara, cúpula

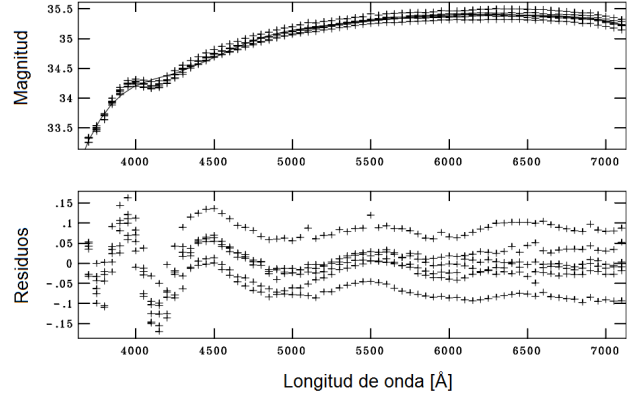
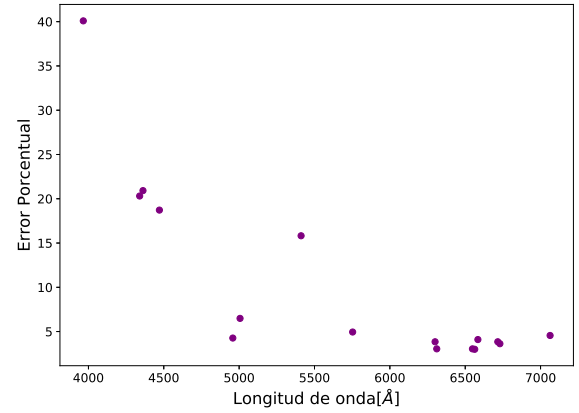

 Figura 3: Ajuste de la tarea *sensfunc* (arriba) y los residuos (abajo) para la estrella estándar de la noche 30/04.


Figura 4: Error porcentual de la medición de flujo en función de la longitud de onda.

o ninguno de ellos, además de corregir por *flat* en la dirección espacial usando los *flats* de cielo. Para esto se estudió la S/N (en el rango de 5350-5450Å) en el continuo de las 5 estrellas estándares de la cuarta noche. Se obtuvo como resultado 182 para *flat* de cúpula, 150 para lámpara y 145 sin corrección por *flat*. Es decir, que la S/N es máxima cuando se aplica el *flat* de cúpula y mínima cuando no se usa ninguno.

5. Mediciones de flujo

Una vez reducidos los espectros, se realizaron las mediciones de flujo de 15 líneas distribuidas a lo largo de todo el rango espectral. Se calculó el promedio y su desviación estándar (ver Tabla 2).

En la Fig. 4, se grafica el error porcentual en función de la longitud de onda. Puede verse cómo a partir de H β hacia el azul el error aumenta considerablemente llegando a valores de hasta 10 veces más que la media de la región roja del espectro, la cual oscila alrededor de 4. Como excepción, en la línea del HeII $\lambda = 5412\text{\AA}$, el error aumenta debido a que la S/N de la línea es notablemente menor que en el resto, dificultando su medición.

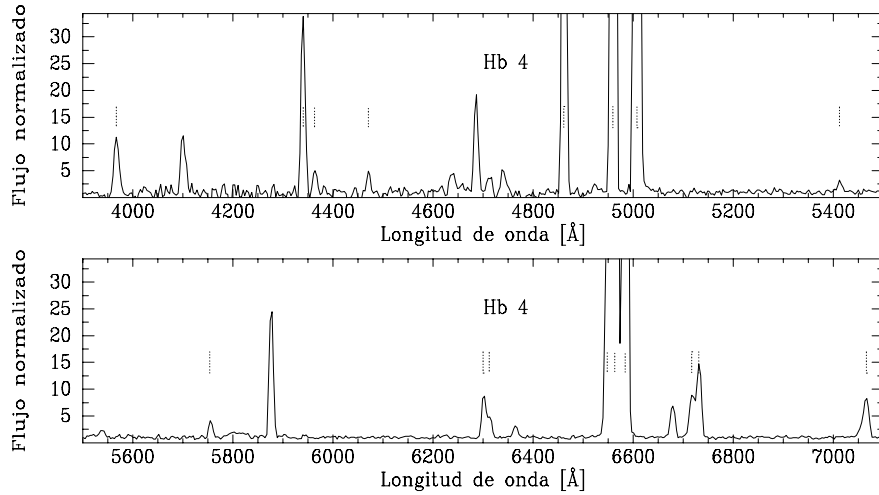


Figura 1: Espectro de la nebulosa planetaria estándar en flujo Hb 4. Se indican las líneas medidas.

Tabla 2: Valores de flujo (referidas a $I(H\beta)=100$) en diferentes líneas con sus respectivos valores medios e incertezas.

$\lambda[\text{\AA}]$	Ion	Valor Medio	RMS	Error(%)
3966	[Ne III]	25	10	40.09
4340	$H\gamma$	42	9	20.31
4362	[O III]	6	1	20.92
4471	He I	5	1	18.72
4861	$H\beta$	100	-	-
4959	[O III]	387	17	4.27
5006	[O III]	1156	75	6.49
5412	He II	1.7	0.3	15.82
5753	[N II]	2.1	0.1	4.95
6300	[O I]	5.5	0.2	3.85
6311	[S III]	2.7	0.1	3.05
6548	[N II]	37	1	3.05
6563	$H\alpha$	323	10	3.00
6584	[N II]	110	5	4.10
6717	[S II]	6.4	0.3	3.85
6730	[S II]	10.7	0.4	3.63
7063	He I	7.0	0.3	4.56

6. Experimento

Con el objetivo de evaluar la incerteza en el proceso de medición realizamos un experimento. Se le pidió a 19 astrónomos que midieran 6 líneas del espectro mostrado en la Fig. 1. En la Tabla 3 se muestra el promedio de las 19 mediciones de flujo para cada línea, su RMS, su error porcentual y la S/N. Puede verse que hay una clara correlación entre la S/N de la línea y la incerteza obtenida. Para el caso de la línea $\lambda = 6717\text{\AA}$, si bien se tiene una S/N moderada, se requiere un *deblending* para poder medirla correctamente lo que generó una disparidad de criterios entre los medidores.

7. Resultados

- La calibración en flujo en la zona del rojo es estable y razonablemente buena, mientras que en el azul no cumple con las expectativas. Seguramente la refracción diferencial y las imprecisiones en el guiado

Tabla 3: Resultados obtenidos a partir de las mediciones de flujo de 19 astrónomos, referidas a $I(H\beta) = 100$.

Línea	S/N	Flujo Medio	RMS	Error(%)
4100	15	11.09	0.58	5.3
4340	40	28.87	0.64	2.2
4861	135	100	-	-
4959	720	371.01	6.03	1.6
6563	2230	421.27	8.64	2.1
6717	50	9.23	0.48	5.2

manual del telescopio sean los principales responsables. No hay que descartar, además, que la eficiencia cuántica del CCD disminuye drásticamente en el azul.

- A pesar de que las noches no fueron muy buenas, la incerteza en la medición del flujo de las líneas (para la parte roja del espectro) es baja. Esto permite obtener los parámetros físicos de la nebulosa con buena calidad.
- Los errores originados en el proceso de medición no son despreciables.
- La corrección por *flat* de cúpula mejora los resultados.

Los resultados obtenidos en este trabajo corresponden a los datos de una NP. Hemos observado 5 NPs más, una vez que analicemos los datos de estos otros objetos obtendremos conclusiones más robustas. Esperamos que estos resultados sean de utilidad para futuros usuarios de REOSC/DS.

Referencias

- Dopita M. A., Hua C. T., 1997, ApJS, 108, 515
 Gonzalez-Delgado R. M., et al., 1994, ApJ, 437, 239
 Lenz D. D., Ayres T. R., 1992, PASP, 104, 1104
 Skillman E. D., Kennicutt Jr. R. C., 1993, ApJ, 411, 655

Control de un CCD a través de red Ethernet

R. Godoy¹, G. Fernández¹, J. Aballay¹, H. Ruartes¹

¹ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina

Contacto / rgodoy@casleo.gov.ar

Resumen / El CCD es uno de los elementos más empleados como detector en observaciones astronómicas. En la actualidad, en el *CASLEO* se cuenta con cámaras CCDs conectadas con la PC de observación a través de sistemas propios del fabricante, algunos ya obsoletos, y otros empleando un puerto USB. Este proyecto plantea el desarrollo del control total de un CCD a través de una red Ethernet, lo que facilitaría notablemente la adquisición de una imagen en forma remota. Además constituye el primer paso del *CASLEO* en busca de un ambicioso objetivo: la construcción de nuestras propias cámaras a partir de CCDs comerciales.

Abstract / CCDs are the most widely used detectors for astronomical observations. Presently, at *CASLEO* there are CCD cameras connected to the acquisition PC through the manufacturer's own systems, some of which are obsolete, and others that use an USB port. This project proposes the development of the total control of a CCD through an Ethernet network, which greatly facilitates the remote acquisition of images. It is also the first step of *CASLEO* towards an ambitious goal: the construction of our own cameras from commercial CCDs.

Keywords / instrumentation: detectors

1. Introducción

En la actualidad el Complejo Astronómico El Leoncito (*CASLEO*), cuenta con varios instrumentos adaptables al telescopio "Jorge Sahade" (JS) de 2,15 m, que se encuentran disponibles para el astrónomo permitiéndole realizar observación directa, espectrografía y polarimetría. Todas estas opciones requieren del uso de detectores CCDs. El más utilizado es el TK1024, de la empresa Photometrics (Fig. 1). Este detector se comunica con la PC de observación a través una placa dedicada montada en su *bus* ISA. Dado que este *bus* ha quedado obsoleto, actualmente, se trabaja con el TK1024 empleando una vieja PC.

El objetivo de este trabajo es controlar el CCD y obtener las imágenes adquiridas por él a través de un medio estándar, lo que permitiría conectarlo con cualquier PC y eliminar la placa AT200 (ver Photometrics Ltd., 1992). El medio elegido es Ethernet, no solo por su uso masificado, sino además porque permite tomar el control directamente a través de cualquier PC en la red, sin necesidad de acceder a la PC local. Dada la complejidad del proyecto, se tomó como punto de partida un CCD Photometrics PM512 (ver Photometrics Ltd., 1993), cuya electrónica de control es idéntica a la del TK1024.

2. Análisis del sistema actual

El sistema original provisto por Photometrics cuenta con los siguientes elementos (Fig. 2):

- Cámara CCD: CH250.
- Unidad Electrónica de Cámara: CE200A.
- Placa de Control de Cámara: AT200.



Figura 1: TK1024 montado en el CASPOL (CASLEO-POLarimeter).

- Unidad de Circulación de Líquido Refrigerante: LC200.

Estos componentes están unidos a través de cables especiales y controlados por la PC de observación en cuyo *bus* ISA se ubica la placa de control AT200. Un procesador de señales digitales (DSP) montado en esta placa envía las señales de control a la CE200A a través del cable controlador de cámara provisto por el fabricante; los datos desde el CCD también son recibidos a través de este cable. La placa AT200 no tiene memoria suficiente, por lo que utiliza la RAM de la PC para almacenar los datos recibidos. Una vez que toda la información se encuentra en la memoria, es manipulada por el software de la PC.

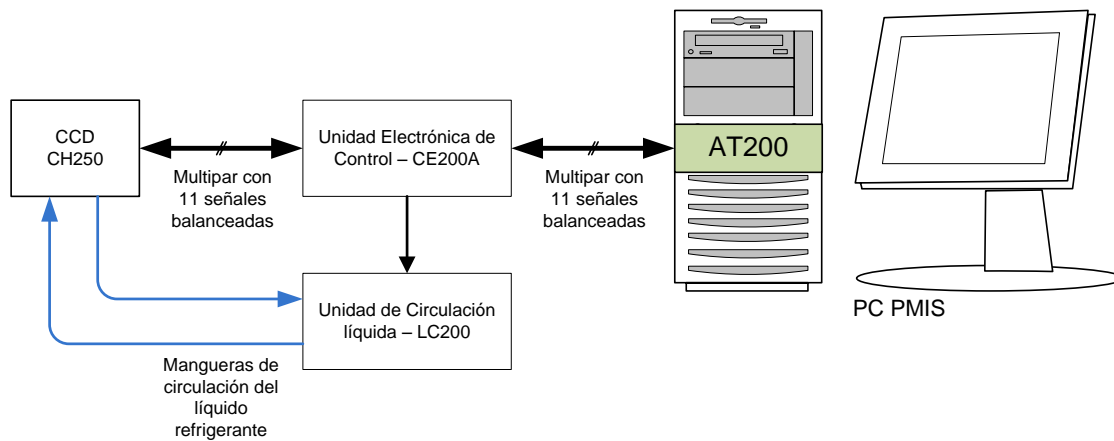


Figura 2: Configuración del sistema AT200.

3. Nuevo sistema de control y adquisición

Se identificaron las señales que se transmiten a través del cable que vincula la Unidad Electrónica de Cámara CE200A con la AT200:

- Comandos hacia la Unidad Electrónica CE200A: se incluyen 8 líneas que conforman un *bus* de datos paralelos sincronizado a través de una señal de reloj presente en otra línea. Sus nombres son: CA0, CA1, ..., CA7, para el *bus* de datos y PLS, pulso de sincronismo.
- Datos desde la Unidad Electrónica CE200A: los datos son enviados a la AT200 a través de dos líneas dedicadas cuyas funciones son:
 - SDA: dato.
 - ADCK: reloj.

La captura de estas señales a través de un analizador lógico permitió observar el comportamiento de las mismas, frecuencia de trabajo, secuencias de comandos, patrones de tiempo, etc.

4. Diseño del hardware

Teniendo en cuenta las exigencias en cuanto a velocidad de respuesta y la complejidad de la tarea a realizar, se optó por desarrollar un control basado en dos microprocesadores RABBIT (Digi International Inc., 2008) RCM6700 (Digi International Inc., 2010) funcionando a 200 MHz y conformando una estructura MAESTRO-ESCLAVO (Fig. 3).

El MAESTRO es quien interactúa con la PC de control a través de Ethernet empleando el protocolo de comunicación industrial MB-TCP. Este recibe la información de la tarea a realizar, configura el ESCLAVO, y captura en su memoria la imagen adquirida por el CCD para enviarla después a la PC de control. El ESCLAVO genera las cadenas de comandos correspondientes de acuerdo con las especificaciones recibidas desde el MAESTRO: ciclos de pre-exposición, exposición y ad-

quisición, tareas como BIAS* y DARK**, con o sin *binning**** y/o ROI****.

5. Software de control

Se desarrolló una aplicación para la PC basada en el conocido PMIS, pero adaptada al nuevo sistema de control (Fig. 4). Brinda la opción de realizar BIAS, DARK y EXPOSICIÓN de objetos en forma única o a través de series. Vuelca las imágenes en formato FITS, con la información correspondiente en el header. Se incorpora también un grupo de herramientas básicas como PLOT, ZOOM y ROI.

6. Conclusiones

Se tomaron imágenes con el sistema nuevo y se compararon con las obtenidas por la AT200 confirmando que ambos funcionan exactamente igual. Para permitir manejar CCDs más grandes se requerirán microcontroladores con mayor espacio en memoria, y quizás mayor velocidad de trabajo. Se está considerando el uso de FPGA. Este desarrollo de ingeniería inversa se concretó sin la colaboración del fabricante. Se considera que debiera ser menos complejo el trabajo con CCDs más actuales y con la ayuda del soporte técnico, por lo que resultan

*Tarea que permite tomar una serie de exposiciones con tiempo de integración nulo (*bias*) destinadas a medir la diferencia entre los píxeles y cualquier ruido adicional agregado durante el proceso de lectura de la imagen del CCD y convertirla en un archivo de imagen digital.

**Tarea que permite tomar una serie de exposiciones con un tiempo de integración cualquiera, en las cuales no se abre el obturador de la cámara (*darks*). La imagen obtenida de esta forma depende de la corriente de oscuridad del CCD.

***Es un procedimiento realizado durante el proceso de lectura del CCD que provoca que se combinen las cargas de píxeles adyacentes. Esto reduce el tiempo de lectura y mejora la relación señal/ruido a expensas de una resolución espacial reducida.

****Región de interés: es la zona de la imagen que se desea leer. Definir una zona de interés reduce el tiempo de lectura y el tamaño de las imágenes.

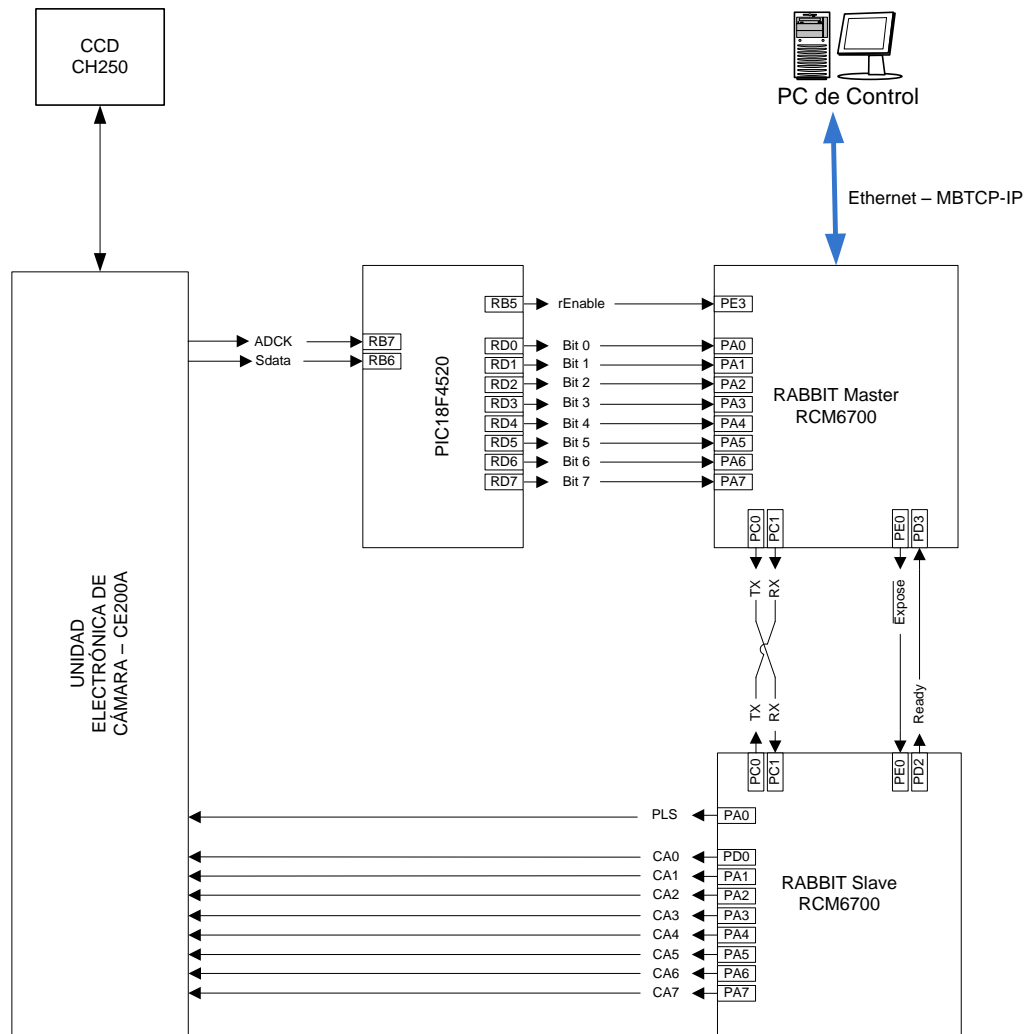


Figura 3: Nuevo esquema de control del CCD.

muy alentadores los avances conseguidos con miras a construir nuestras propias cámaras.

Agradecimientos: Se agradecen los comentarios constructivos de parte del revisor anónimo.

Referencias

- Digi International Inc. 2008, Rabbit Family of Microprocessors - Instruction Reference Manual. p. 1
- Digi International Inc. 2010, MiniCore RCM5700/RCM6700 C-Programmable Ethernet Core Module - User's Manual. p. 11
- Microchip 2004, PIC18F2420/2520/4420/4520 Data Sheet - 28/40/44-Pin Enhanced Flash Microcontrollers with 10-Bit A/D and nano Watt Technology. p. 323
- Photometrics Ltd. 1992, AT200 CCD Camera System, Hardware Reference Manual. p. 31
- Photometrics Ltd. 1993, PMIS Image Processing Software - User's Manual. p. 9

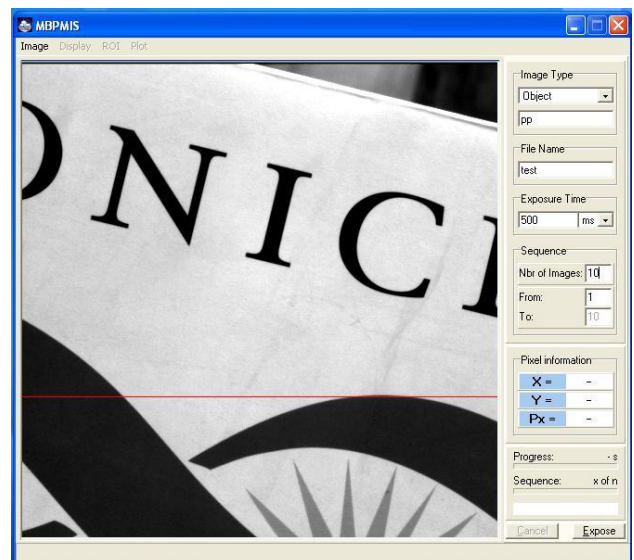


Figura 4: Aplicación de control.



Control remoto de telescopios

R. Godoy¹, G. Fernández¹, J. Aballay¹, O. Collado¹, C. Fernández¹, H. Ruartes¹

¹ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina

Contacto / rgodoy@casleo.gov.ar

Resumen / En la actualidad es cada vez más frecuente el uso de telescopios remotos o robóticos. La posibilidad de realizar una campaña de observación en lugares muy distantes desde la comodidad del hogar se ha instalado definitivamente y hoy ya no hay proyectos que no planteen esta cualidad como una exigencia desde su inicio. Este proyecto plantea el control de un telescopio remoto incluyendo en el mismo todos los conocimientos, capacidad y experiencia que el personal del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) ha adquirido en proyectos propios y de terceros.

Abstract / The use of remote or robotic telescopes is nowadays growing steadily. The possibility of conducting an observation campaign at places very distant from the comfort of home, is now definitely established, and today there are no projects that do not state this quality as a requirement from the beginning. This project proposes the control of a remote telescope including in it all the knowledge, capacity and experience that Astronomical Complex El Leoncito (CASLEO) personnel has acquired from their own and third-party projects.

Keywords / telescopes

1. Introducción

En estos momentos en el CASLEO se encuentran instalados tres telescopios operados totalmente en forma remota (Telescopio Horacio Ghilmetti [THG], Astrógrafo para el Hemisferio Sur [ASH], y Solaris), se está trabajando en brindar esta característica a otro (Helen Sawyer Hogg), y se realizan observaciones con el telescopio más grande (Telescopio Jorge Sahade) también a distancia pero, por su complejidad, con la ayuda de un operador local. El personal del CASLEO cuenta con el conocimiento y una abundante experiencia en la instalación y automatización de telescopios para ser operados en forma local o remota.



Figura 1: Telescopio Celestron empleado para medir *seeing* en el CASLEO.

Ante la necesidad de medir el *seeing* del sitio, se planteó el presente proyecto que tiene como fin el control del instrumento y de sus periféricos (Fig. 1). Este control debía ser remoto, y brindar el suficiente automatismo y robustez como para garantizar la operación segura del equipo. El sitio elegido para su operación es en una plataforma de 6 metros de altura montada en el cerro Burek a 2600 msnm. Este punto está a unos 16 km del edificio del telescopio Jorge Sahade, donde se encuentra el personal encargado de su operación y mantenimiento. Estas condiciones exigen que tanto el telescopio como la cúpula operen bajo reglas de seguridad que no expongan el equipo ante posibles problemas climáticos, eléctricos y fallas en el telescopio. Observando las técnicas empleadas para el control de los telescopios ASH, THG y Solaris, y atendiendo a algunos problemas que estos presentaron desde su puesta en funcionamiento, se elabora un nuevo esquema de control enriquecido también con la experiencia propia.

2. Arquitectura del sistema de control

Los objetivos de esta arquitectura (ver Fig. 2) son:

- Brindar a la PC de medición el mecanismo de control y supervisión de todos los dispositivos asociados a la observación.
- Contar en la PC de medición con el estado de las condiciones climáticas y de energía para llevar a cabo la operación.
- Brindar un sistema de control de foco estandarizado de acuerdo a las normas ASCOM, que permita su conexión directa con software de astronomía.
- Realimentar el sistema con sensores que aseguren la correcta operación de los dispositivos, considerando que todo el conjunto debe operar remotamente.

Control remoto de telescopios

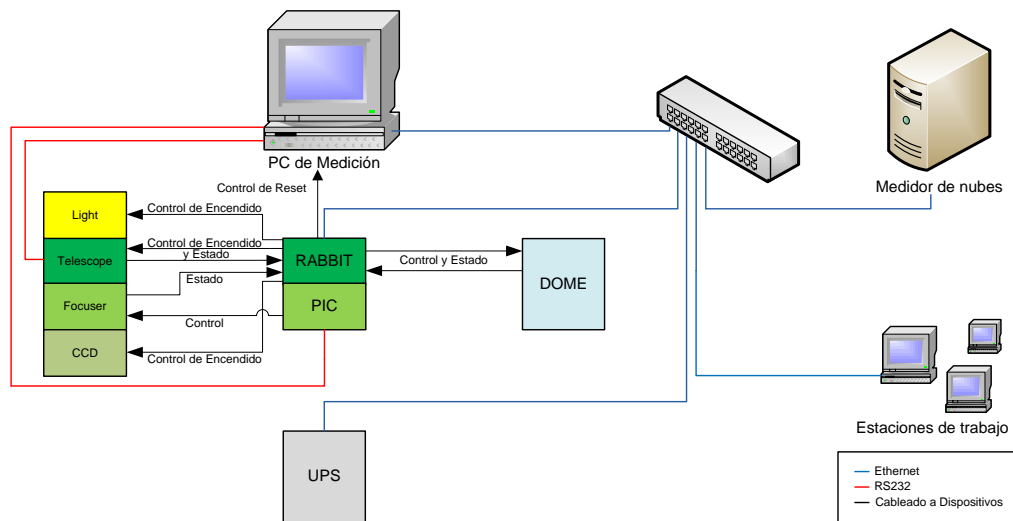


Figura 2: Arquitectura del sistema de control.

- Proporcionar acceso remoto, a través de la red Ethernet, a la PC de medición y al controlador principal: esto permite un control a distancia de los dispositivos, aun con la PC de medición fuera de servicio.

3. Diseño del hardware

La placa de control basada en un microcontrolador RABBIT RCM3750 (Digi International Inc., 2007) brinda acceso a Ethernet, lo que permite tomar el control de los periféricos a través de la red (Fig. 3). El protocolo de comunicación empleado es MB-TCP, que es un estándar en la industria. A través de la red, el microcontrolador acepta hasta 3 clientes, uno de ellos está reservado para la PC de observación. El RABBIT permite encender/apagar el telescopio, el CCD y una luz auxiliar, además de controlar la apertura/cierre de la cúpula. Cuenta con información sobre el estado de los fines de carrera del foco, sensores digitales en el telescopio y el porcentaje de apertura de la cúpula.

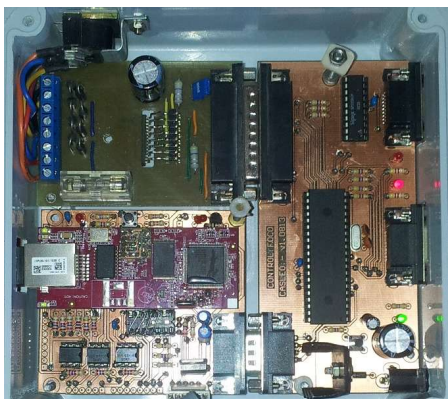


Figura 3: Microcontroladores RABBIT y PIC.

Junto al controlador principal, se encuentra el control de foco implementado en un microcontrolador

PIC16F877A (Microchip, 2003), y comunicado directamente con la PC de control a través de una conexión serie RS232*. Este dispositivo respeta las normas ASCOM** y emplea el protocolo definido por Meade (Meade, 2002) para el LX200, por lo que es posible conectarlo directamente a software de astronomía configurando su enfocador como LX200. El sistema original de foco ha sido mejorado incorporando dos finales de carrera que son sensados por el PIC para detener el movimiento en caso de que se alcance una posición límite. La información sobre el estado de estos sensores es presentada a través del microcontrolador RABBIT en la PC de medición. Para facilitar tareas locales, se incorpora una manopla que permite controlar el foco manualmente en el sitio, y brinda dos velocidades de respuesta.

4. Software de control

La aplicación de control que se ejecuta en la PC de observación tiene en su ventana principal (ver Fig. 4):

- Condiciones de habilitación: estado del clima, estado de la UPS (ver Schneider Electric, 2017) y estado de la PC. Se requiere que todas estas sean favorables para habilitar la operación.
- Control y estado de cúpula: el software propone dos modos de operación para la cúpula: Automático y Manual. Los estados Local y Remoto indican la habilitación del sistema para operar en forma remota.
- Control y estado del telescopio: en este recuadro se puede ver el estado y controlar el encendido/apagado del telescopio. También se brinda información sobre la posición del mismo a partir de la lectura de un acelerómetro ubicado en paralelo al espejo primario.

*Interfaz estándar de comunicaciones serie desarrollada para el intercambio de datos binarios entre dispositivos.

**Iniciativa formada por un grupo de desarrolladores de software y los fabricantes de dispositivos dedicados a la astronomía para brindar una compatibilidad independiente entre el software y los instrumentos que se conectan a los computadores que funcionan bajo sistema operativo Windows.

El uso del acelerómetro permite, inclusive, realizar una alineación remota y detener el telescopio cuando alcanza posiciones extremas.

- Control y estado de la máscara: para el caso específico de la medición de *seeing* se requiere el uso de una máscara que está ubicada antes de la placa correctora del telescopio. Sin embargo, se están estudiando otras opciones que permitirían situarla en un punto más cercano al CCD, con la ventaja de que en ese caso podría retirarse o sacarse del circuito óptico para permitir el uso del telescopio con CCD directo.
- Control y estado de una luz auxiliar.

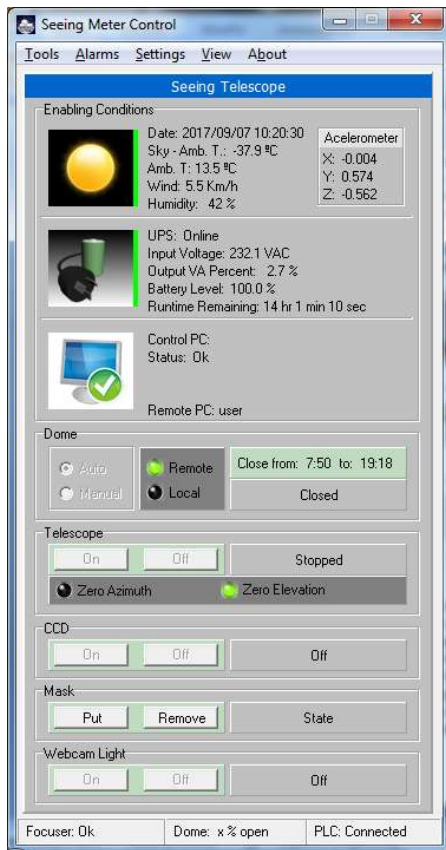


Figura 4: Aplicación de control.

A través del menú es posible acceder a información sobre la posición del telescopio determinada a partir de un acelerómetro ubicado en paralelo al espejo primario. Esto indica la inclinación del espejo, y por lo tanto da una idea del sector hacia el cual está apuntando el telescopio. Para facilitar la comprensión de los valores generados por este sensor se realiza un gráfico de nivel (Fig. 5). Este gráfico cumple con dos funciones muy importantes: primeramente, como se dijo más atrás, indica la posición del telescopio determinada a partir de la lectura del acelerómetro, lo cual permite contrastar la información de las coordenadas que proporciona el software de control del telescopio contra este sensor independiente y que no requiere calibración. En segundo lugar, constituye la herramienta ideal para llevar el telescopio a la posición inicial requerida durante un arran-

que. Como es sabido, los telescopios comerciales exigen cumplir con una rutina de inicialización en la cual obtienen datos importantes sobre su posición en la tierra, determinación de la hora en el sitio, alineación con una o más estrellas, etc. En esta rutina de arranque, es necesario situar al telescopio apuntando al Ecuador y esta herramienta hace posible realizar este paso a distancia.

La retícula del gráfico de posición presenta dos circunferencias que marcan la zona donde se ubica la burbuja de nivel cuando el telescopio se encuentra en el Ecuador (arriba) y en el Zenith (centro). También indica a través del cuadrante las regiones cardinales correspondientes al Norte, Sur, Este y Oeste.

La incorporación del acelerómetro surge como una solución al problema de alinear un telescopio desde cero en forma remota. Esto ha sido probado en muchas ocasiones y funciona muy bien. Los indicadores luminosos Zero Azimuth y Zero Elevation encienden al ubicar el telescopio apuntando al Ecuador.

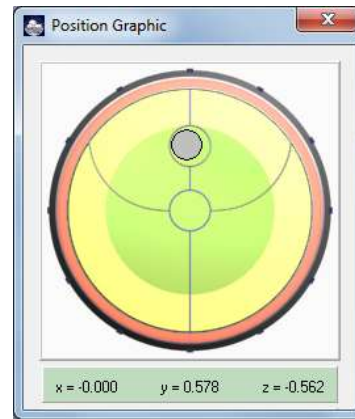


Figura 5: Representación de la posición del telescopio a partir del acelerómetro.

5. Conclusiones

El sistema funciona brindando seguridad y comodidad al operador ya que a través de alarmas sonoras puede indicar la ausencia de condiciones favorables para la operación, cierre automático de cúpula y apagado del telescopio si se detecta que alcanzó posiciones límites.

Agradecimientos: Agradecemos al Instituto de Astrofísica de Andalucía (IAA) a través de N. Morales por su importante colaboración con información sobre el sistema automático de operación del ASH, y el acceso a los datos del medidor de nubes.

Referencias

- Digi International Inc. 2007, RabbitCore RCM3750 C-Programmable Core Module with Ethernet, Serial Flash, and Enhanced Software - User's Manual
- Meade 2002, Meade Telescope Serial Command Protocol
- Microchip 2003, PIC16F87XA Data Sheet - 28/40/44-Pin Enhanced Flash Microcontrollers
- Schneider Electric 2017, UPS Network Management Card 2 - AP9630, AP9631, AP9335T, AP9335TH, AP9810



Las antenas de espacio profundo en la Argentina

M. Colazo¹

¹ *Comisión Nacional de Actividades Espaciales, Argentina*

Contacto / mcolazo@conae.gov.ar

Resumen / Desde diciembre de 2012, fecha en que se inauguró en la provincia de Mendoza la antena de Espacio Profundo DS3 de la Agencia Espacial Europea, se concretó para nuestro país la posibilidad de uso de este equipamiento para las actividades espaciales y científicas. Se están llevando a cabo en este momento trabajos de desarrollo de aplicaciones con otras instituciones científicas del país para el uso astronómico de parte del tiempo de observación asignado a la Argentina. Algunos resultados ya han sido presentados en reuniones de la AAA. Ahora se suma a las capacidades argentinas la antena de Espacio Profundo que China ha instalado en la provincia de Neuquén como parte de su Programa de Exploración Lunar. En este trabajo se describen las características de la nueva estación y el papel que tiene la Argentina en este proyecto a través de su agencia espacial, la CONAE.

Abstract / Since December 2012, the Deep Space Antenna DS3 of the European Space Agency was inaugurated in the province of Mendoza. The possibility of using this equipment for space and scientific activities was promoted by our country. Several scientific institutions in the country are working together so that part of the observation time assigned to Argentina can be used by the astronomical community. Some results have already been presented at meetings of the AAA. Now the Deep Space antenna that China has installed in the province of Neuquén as part of its Lunar Exploration Program is added to the Argentine observational capabilities. This paper describes the characteristics of the new station and the role that Argentina has in this project through its space agency, CONAE.

Keywords / telescopes — instrumentation: detectors

1. Introducción

La exploración y utilización del espacio ultraterrestre con fines pacíficos, desde las cercanías de la Tierra hasta el espacio profundo, constituye una herramienta importante de la inserción internacional del país en el ámbito de la investigación científico-tecnológica del espacio exterior así como en la participación en la instrumentación de misiones interplanetarias, en el marco de la cooperación internacional asociativa.

La Comisión Nacional de Actividades Espaciales de Argentina (CONAE) y la Agencia de Lanzamiento y Control de Satélites de China (CLTC) firmaron el 20 de julio de 2012 un acuerdo por el cual nuestro país dará apoyo mediante instalaciones de seguimiento terrestre, únicas en el hemisferio sur, a las misiones de exploración de la Luna programadas por China. Bajada del Agrio, en la provincia del Neuquén, fue el lugar elegido para construir la estación de seguimiento, comando y adquisición de datos de naves espaciales. Cuenta con una antena de 35 metros de diámetro que también se dedicará a la investigación del espacio profundo, es decir más allá del sistema Tierra – Luna. A través de la CONAE, la Argentina hará uso de estas instalaciones provistas con tecnología de avanzada, para el desarrollo de actividades de exploración interplanetaria e investigaciones en astronomía.

2. El programa chino de exploración de la Luna y la red de estaciones para las misiones del espacio profundo

El programa chino de exploración lunar es un programa de exploración espacial que incluye misiones robóticas y tripuladas a nuestro satélite natural. Este programa, anunciado en el año 2003 es liderado por la Administración Espacial Nacional de China, agencia responsable de la actividades espaciales chinas.

2.1. Estructura del programa espacial chino de exploración de la Luna

El programa define tres hitos de exploración automática con un objetivo último, el alunizaje tripulado.

Fase I: Exploración desde la órbita lunar. En esta primera fase las sondas Chang' e 1 y Chang' e 2 orbitaron la Luna. La sonda Chang' e (diosa china de la Luna) 1 fue lanzada el 24 de octubre de 2007 con el objetivo de realizar un mapeo tridimensional de la superficie de la Luna, reconocer las características del suelo lunar y explorar el entorno espacial entre la Luna y la Tierra. La misión duró 16 meses hasta que se estrelló en la superficie lunar. La sonda Chang' e 2 fue lanzada el 1 de octubre de 2010 con el objetivo de recolectar imágenes de alta resolución de posibles sitios para el alunizaje en la siguiente fase del programa y también realizar varias pruebas tecnológicas cruciales para la continuidad del programa espacial.

Fase II: Alunizaje y reconocimiento robótico móvil. El objetivo de esta fase es el alunizaje controlado y el despliegue de un rover lunar Yutu (Conejo de Jade) no tripulado para explorar la zona cercana al sitio de alunizaje. El rover fue diseñado para transmitir video en tiempo real, excavar y analizar muestras de polvo. Se presentaron problemas técnicos que limitaron la operación en la misión que estaba calculada con una duración nominal de tres meses. La sonda utilizada fue la Chang' e 3 que consistía de dos módulos, el vehículo alunizador y el vehículo explorador, el rover. Una segunda misión de alunizaje y exploración está planificada para fines de 2018 con el lanzamiento de la sonda Chang' e 4, construida como respaldo para la misión Chang' e 3.

Fase III: Extracción robótica de muestras y recuperación. La misión Chang' e 5 está en desarrollo y se espera su lanzamiento para el año 2019. Será la primera misión china que traerá muestras del suelo lunar a la Tierra. El 23 de octubre de 2014 se lanzó la sonda Chang' e 5-T1 que completó un recorrido alrededor de la Luna de 8 días e incluyó la evaluación de técnicas de reentrada a la atmósfera terrestre. Posteriormente, está planificado el lanzamiento de la sonda Chang' e 6, y sus características quedarán definidas por los resultados obtenidos con la misión Chang' e 5.

2.2. La red de estaciones de espacio profundo

La necesidad de dar soporte desde la Tierra a las misiones a la Luna impulsó la construcción de dos estaciones de Espacio Profundo en territorio chino. Una antena de 35 metros de diámetro se encuentra operando en Kashgar al noroeste de China. La segunda antena, de 64 metros de diámetro, fue instalada en Jiamusi, al noreste. El soporte de telemetría, seguimiento y comando (TT&C) que pueden brindar estas dos estaciones deja una amplia zona fuera de cobertura.

Con la instalación de una estación en sudamérica la cobertura para TT&C llegaría a un 90 %.

3. La estación instalada en Neuquén

Después de un exhaustivo proceso de selección entre varios sitios candidatos, entre ellos países vecinos de Argentina, y gracias al apoyo de la Provincia de Neuquén y de la Comisión Nacional de Comunicaciones, se consideró que un lugar cercano a la localidad neuquina de Bajada del Agrio, cumple con todas las características necesarias para albergar la estación y la antena de exploración del espacio profundo (Figura 1).

Disponer de una estación de este tipo en nuestro territorio implica la oportunidad de participar en un importante programa de exploración de la Luna, y el acceso a nuevas herramientas y tecnologías para los proyectos espaciales de la CONAE. La agencia espacial argentina actuará como coordinadora entre CLTC y las autoridades nacionales, provinciales y locales que correspondan, a fin de brindar apoyo a las actividades necesarias para establecer y operar dicha estación en Neuquén. Se trata de un proyecto de enorme relevancia para nuestro país, que permitirá desarrollar actividades de exploración in-

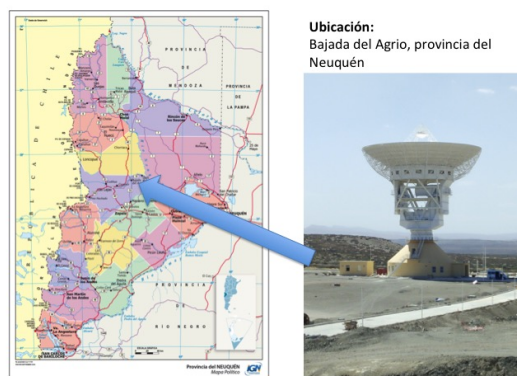


Figura 1: Ubicación de la antena de Espacio Profundo instalada en Argentina. Derecha: foto del instrumento.

terplanetaria, el estudio del espacio lejano, la observación astronómica, el seguimiento y control de satélites en órbita y la adquisición de datos científicos.

Como resultado de la participación en el establecimiento de la estación en nuestro país, la CONAE tendrá acceso a la utilización del 10 % del tiempo de uso operativo de la antena de espacio profundo, por año, no acumulable. Para esto, la CONAE podrá instalar, mantener y operar equipamiento de procesamiento de datos y coordinará con CLTC las actividades locales. De la misma manera que se hizo con la antena de Espacio Profundo de la Agencia Espacial Europea (ESA) instalada en Malargüe, Mendoza, se buscará el aprovechamiento científico del tiempo, como por ejemplo, la observación radioastronómica.

3.1. Características técnicas del instrumento

- Diámetro de la antena: 35 metros
- Tipo de montura: altazimutal
- Bandas de Operación: Banda S (2 GHz), Banda X (8 GHz), Banda Ka (32 GHz)
- Tipo de polarización: circular (ambas polarizaciones al mismo tiempo)
- Ancho del haz a mitad de potencia (HPBW): 0.03° (Banda S), 0.01° (Banda X), 0.006° (Banda Ka)

La estación entrará en operaciones a principios de 2018. Una vez operativa la estación se llamará a un concurso abierto para uso de parte del tiempo argentino en proyectos científicos.

Agradecimientos: Agradecemos a los Comités Organizadores Local y Científico de la última Reunión de la AAA por la posibilidad de compartir con la comunidad científica el estado de las actividades de la CONAE en relación al Espacio Profundo.

Referencias

CLEP, <http://www.clep.org.cn>
 CONAE, <http://www.conae.gov.ar>
 eoPortal Directory, <http://directory.eoportal.org>

Estructura de la red de datos y comunicaciones del CASLEO

J.L. Giuliani¹, B.G. Giuliani Ramos¹, S.E. Garcia¹

¹ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina

Contacto / jgiuliani@casleo.gov.ar

Resumen / Las necesidades de controlar telescopios e instrumentos en forma remota, requieren de vínculos de comunicación de gran capacidad y confiabilidad. Para ello utilizamos radio enlaces para unir las oficinas de San Juan y las instalaciones en el Observatorio, todos ellos controlados por *routers* y *firewall* que garantizan un acceso seguro. El presente trabajo nos muestra la implementación de dicha red de comunicaciones.

Abstract / The need to control telescopes and instruments remotely requires communication links of great capacity and reliability. For this purpose we use radio links to link the offices of San Juan and the facilities at the Observatory, all them controlled by routers and firewalls that guarantee secure access. The present work shows the implementation of said communication network.

Keywords / miscellaneous

1. Introducción

Los requerimientos actuales de operación y control de telescopios en forma remota, nos exigen contar con vínculos de comunicaciones cada vez de mayor capacidad y confiabilidad. Desde su inicio, el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), por su ubicación en la precordillera, no cuenta con ofertas comerciales que provean acceso a las comunicaciones. Siempre ha sido responsabilidad de su personal la implementación, mantenimiento y mejoras de los equipamientos necesarios.

En el presente trabajo se puede observar la estructura actual de la red de comunicaciones entre la ciudad de San Juan y las instalaciones en El Leoncito-Burek, con un repetidor en el cerro Tontal. Con el uso de herramientas informáticas de acceso público y gratuito podemos acceder al equipamiento informático en El Leoncito desde cualquier lugar del mundo.

2. Estructura actual

En la Fig. 1 observamos un diagrama completo de la estructura de la red de datos y comunicaciones. El CASLEO cuenta con tres accesos de Internet (dos simétricos y uno asimétrico) que brindan el ancho de banda necesario, con posibilidades de ampliación inmediata. Un *router-firewall* es el encargado de verificar el acceso y egreso autorizado. Un radio enlace con repetidor en el cerro Tontal vincula los accesos de Internet en San Juan con las instalaciones en El Leoncito. Un *router* en El Leoncito vincula este enlace con el resto de las instalaciones, algunos establecidos mediante el uso de fibra óptica y otros mediante radio enlaces. En el Burek (donde se encuentran instalados cuatro telescopios de entre 0.4 y 0.6 m), otro *router* vincula las distintas instalaciones en dicho cerro con el *router* principal. También,

desde este *router* se brinda acceso a Internet a la Estación de Altura Carlos Ulrico Cesco de la UNSJ y al centro operativo del Parque Nacional El Leoncito.

El equipamiento utilizado tanto en *routers*, *firewall*, radio enlaces y Wi-Fi son de la marca Mikrotik (90%) y Ubiquiti (10%). Estos equipos presentan características técnicas excelentes, facilidades de administración y herramientas de control que simplifican la implementación. En la misma figura, se identifican los modelos de los equipos Mikrotik utilizados.

La Fig. 2 muestra una copia de pantalla del programa de administración (WINBOX.EXE) disponible en todos los equipos Mikrotik. Esta herramienta con interfaz gráfica nos permite configurar y controlar los *firewall*, *router*, radio enlace, Wi-Fi, etc. Se observa el tráfico instantáneo en cada interfaz de red y algunas reglas de *firewall*. Vemos el menú de herramientas disponibles que nos permiten: definir reglas de *firewall*, reglas de *router* estáticas y dinámicas, configurar interfaces inalámbricas (IEEE802.11), manejo de administración de redes (*arp*, *dhcp*, *hotspot*, *netwatch*, *traceroute*, *email*, *snmp*, etc.), monitoreo y limitación del tráfico tanto de subida como de bajada, implementación de túneles *PPPoE*, *PPTP*, *L2TP*, *SSTP*, *OpenVPN*, funciones para copias de resguardo y recuperación de la programación tanto en binario (*backup-restore*) como en modo texto (*export-import*).

La Fig. 3 es una copia de pantalla con los gráficos históricos, de una interfaz, en este caso del enlace a El Leoncito, con los consumos diarios, semanal, mensual y anual.

Los *routers* controlan en forma permanente (*netwatch monitor state of hosts*) el estado de conexión de los diferentes equipos (PC, radio, instrumento que pueda ser identificado por un *IP*) y ante un cambio (desconexión y/o conexión) ejecutan un *script* con una acción deter-

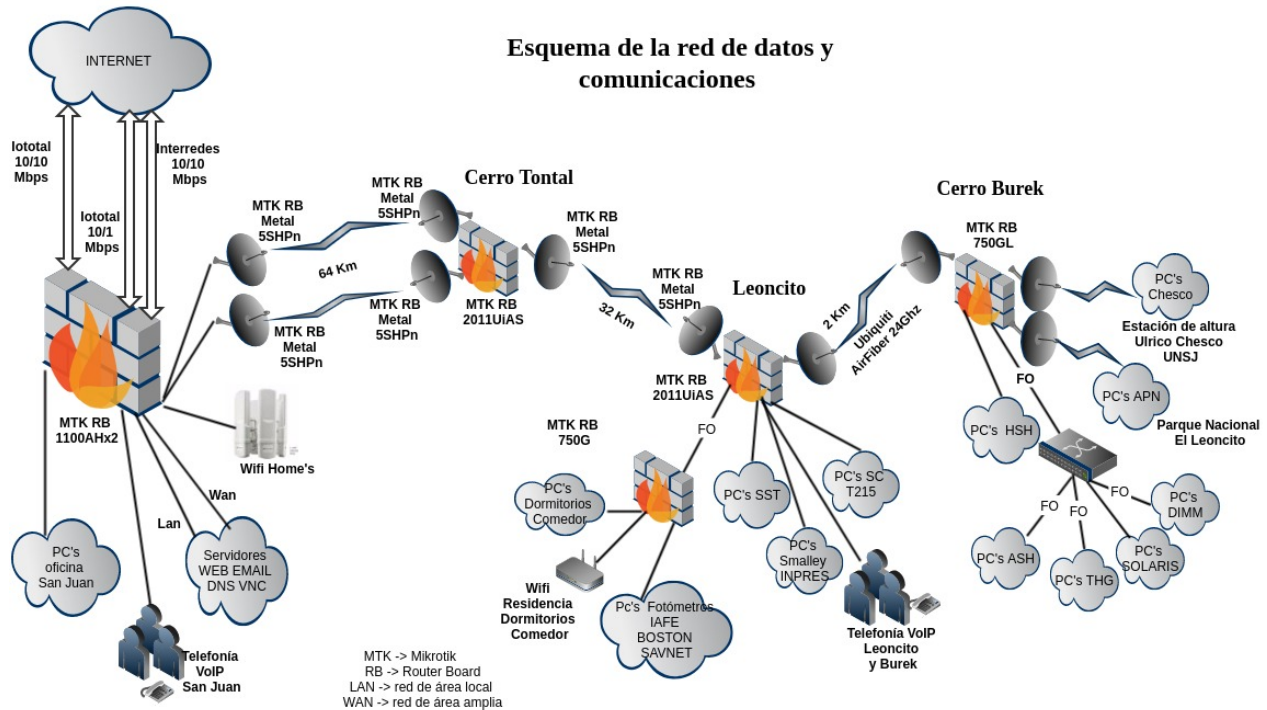


Figura 1: Esquema de la red de datos y comunicaciones.

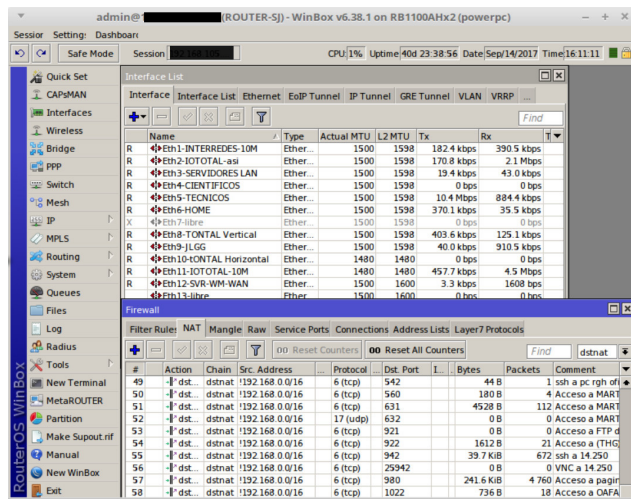


Figura 2: Tráfico instantáneo, reglas de firewall.

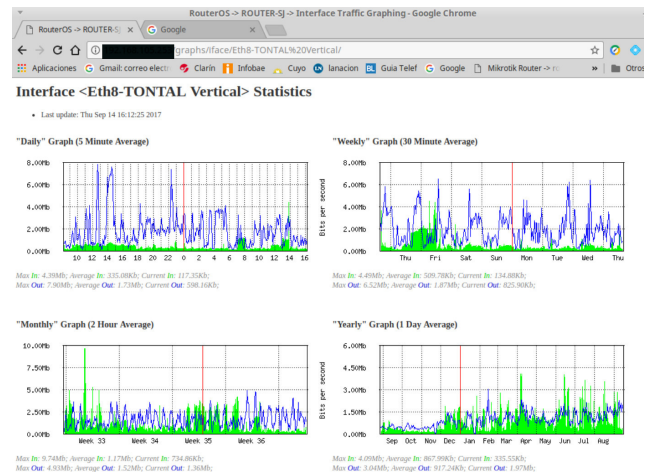


Figura 3: Tráfico histórico diario, semanal, mensual y anual.

minada (por ejemplo: enviar un correo electrónico con la novedad a las direcciones configuradas). También puede enviar una copia de su programación, los archivos de log, etc. (Fig. 4). Es muy importante contar con la información de la situación del cambio de un determinado componente de la red (*host*) ya que nos permite actuar en forma inmediata, saber el tiempo de inactividad y posiblemente la causa (corte de energía, pérdida del enlace, etc.).

La Fig. 5 muestra información detallada de las condiciones de un radio enlace (en un extremo, cliente o AP). Podemos tener estadísticas de transferencias ins-

tantáneas de diferentes protocolos (UDP/TCP), las condiciones del enlace de radio, niveles de señal y del ruido.

3. Resultados

La actual estructura de comunicaciones nos permite tener un alto grado de disponibilidad, confiabilidad, seguridad y control de tráfico. Todo ello a un costo muy accesible. Los enlaces de datos que vinculan San Juan con el cerro Tontal (de 64 km) y el del cerro Tontal a El Leoncito (de 32 km), nos brindan un ancho de banda de 25/25 Mbps. Los accesos de Internet contratados a dos proveedores distintos nos permiten asegurar el acceso

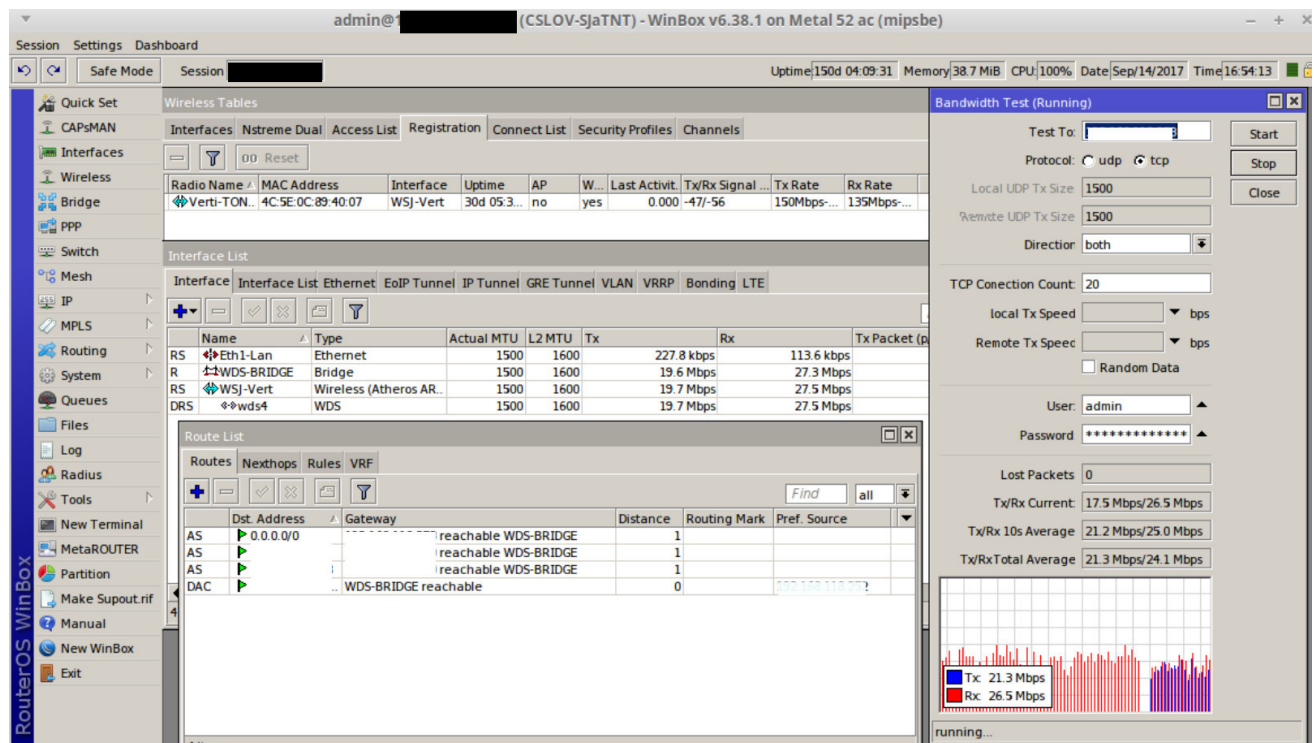


Figura 5: Información del estado de un radio enlace.

Subject	From	Size	Date
leo-expo-11-253	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	53,7 KB	13/09/17 03:09
log rtr-tel215-11-254	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	109 KB	13/09/17 03:58
leo-bkp-11-253	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	1,3 MB	13/09/17 04:58
jlpg expo-109-252	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	5,9 KB	13/09/17 05:18
log rtr-11-253	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	137 KB	13/09/17 11:10
desde 11-253 leoncito-pc bicho 9.202-down	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	1,7 KB	13/09/17 11:23
desde 11-253 leoncito-pc bicho 9.202-up	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	1,7 KB	13/09/17 11:24
TNT-bkp-117-200	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	449 KB	13/09/17 11:45
TNTRTR expo-110-200	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	7,8 KB	13/09/17 12:23
TNTV expo-118-251	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	5,5 KB	13/09/17 13:33
jlpg expo-109-251	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	5,8 KB	13/09/17 14:04
burek-bkp-13-253	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	1,0 MB	13/09/17 14:10
V-TNT-bkp-118-252	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	38,1 KB	13/09/17 14:30
TNTH expo-117-251	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	5,4 KB	13/09/17 15:36
log rtr-tel215-11-254	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	109 KB	13/09/17 15:58
jlpg-bkp-132-253	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	372 KB	13/09/17 16:27
jlpg expo-132-253	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	12,5 KB	13/09/17 16:45
leo-expo-110-250	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	5,0 KB	13/09/17 18:00
desde 11-253 leoncito-pc bicho 9.202-down	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	1,7 KB	13/09/17 19:01
desde 11-253 leoncito-pc bicho 9.202-up	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	1,7 KB	13/09/17 19:02
TNTH expo-117-252	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	5,4 KB	13/09/17 19:21
expo-rtr-tel215-11-254	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	10,7 KB	13/09/17 23:37
TNTV expo-118-252	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	6,4 KB	02:02
leo-expo-11-253	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	53,9 KB	03:05
log rtr-tel215-11-254	ctrlrmtk@casleo.gov.ar	109 KB	03:58

Figura 4: Envíos de información por correo electrónico.

hacia y desde el exterior.

Además de cubrir las necesidades de navegación, deben satisfacer los requerimientos del control y operación remota de los diferentes telescopios instalados en El Leoncito: Telescopio Jorge Sahade (T215), Telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH), Astrógrafo del Hemisferio Sur (ASH, operado desde el Instituto de Astrofísica de Andalucía, España), Telescopio Horacio Ghilmetti (THG, operado desde el IAFE), Solaris-4 (operado desde la Universidad de Varsovia, Polonia), y otros instrumentos menores: sismógrafo del INPRES, GPS de la Universidad de Memphis-IGN, Fotómetro de Boston, etc. En el presente año, el 80 % de las observaciones en el telescopio J. Sahade fueron realizadas en forma remota. En el 2018, finalizarán las tareas de automatización del

telescopio HSH; el mismo será ofrecido a la comunidad astronómica para operación en forma remota.

En El Leoncito se han instalado dispositivos de *Wi-Fi* (de acceso libre) en todas las zonas de circulación, tanto del personal como de los turistas, con una prestación que supera a las disponibles en todo el Departamento de Calingasta de la provincia de San Juan.

4. Conclusiones

La estructura de red implementada para las comunicaciones tanto de voz, datos e imágenes en el CASLEO permite asegurar el control y operación de telescopios e instrumentos a distancia en forma segura. Debemos seguir realizando tareas de mejoras, actualizaciones y ampliaciones de capacidades de transferencias.

Agradecimientos: Al personal técnico del área de Mecánica Instrumental: O. Moran, L. Fernández, M. Cavalier, del área de Mantenimiento: Carlos Domínguez, Mauricio Tapia, Sergio Miranda y Juan Yapura, por sus aportes en las campañas en el cerro Tontal. Se agradece al evaluador anónimo por sus comentarios que ayudaron a mejorar la presentación de este trabajo.

Referencias

- Mikrotik 2007, Mikrotik RouterOS Reference Manual. p. 480
- Mikrotik 2017a, Manual User Manager
- Mikrotik 2017b, Manual Winbox



Proceso de optimización y automatización para uso remoto del telescopio “Helen Sawyer Hogg” del CASLEO

P. F. Pereyra¹, J. L. Aballay¹, G. Fernández¹, R. Godoy¹, L. A. Mammana¹, J. L. Giuliani¹, J. Pinto¹,
E. Álvarez¹, C. Fernández¹, O. Collado¹

¹ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET–UNLP–UNC–UNSJ, Argentina

Contacto / ppereyra@casleo.gov.ar

Resumen / El telescopio Helen Sawyer Hogg de 0.6 m, instalado en el Complejo Astronómico El Leoncito, ha sido recientemente sometido a numerosos trabajos con el propósito de optimizar y automatizar su funcionamiento, principalmente para lograr un mejor rendimiento en su modo de observación remota desde cualquier lugar con conexión a Internet. En primer lugar, se han solucionado los graves problemas de seguimiento cambiando el sistema del tornillo sin fin de ángulo horario. Se han colocado *encoders* relativos para determinar la posición del telescopio en ángulo horario y declinación y se han mejorado los sistemas de precarga en ambos movimientos. Se ha empleado un controlador lógico programable para el control del telescopio y su cúpula. Para alimentar el motor de apertura y cierre del *shutter* de la cúpula se implementó una línea Vahle. Se cuenta además con una cámara de supervisión para poder ver el interior de la cúpula y una cámara de gran campo que ayuda a la identificación del objeto observado. Se desarrolló un software para controlar el telescopio y su cúpula, como así también otro para controlar una nueva cámara de adquisición.

Abstract / The 0.6 m Helen Sawyer Hogg telescope, located at the El Leoncito Astronomical Complex, has recently had numerous tasks to optimise and automate its operation, mainly to achieve a better performance in its remote observing mode from any place with Internet connection. First, the severe tracking problems have been solved by changing the hour angle worm gear system. Relative encoders have been placed to determine the position of the telescope (hour angle and declination) and the preload systems have been improved in both movements. It has been used a programmable logic controller to control the telescope and its dome. It has been implemented a Vahle line to power the motor that open and close the dome's shutter. It also has a monitoring camera to see the inside of the dome and a wide field camera that helps to identify the observed object. A software was particularly developed to control the telescope and its dome, while another one controls the acquisition of a new CCD camera.

Keywords / telescopes — instrumentation: detectors

1. Introducción

El telescopio Helen Sawyer Hogg (HSH) está instalado en el Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO), en el Cerro Burek ($\lambda = 69^\circ 18' 24.5''$ W, $\varphi = 31^\circ 47' 12.4''$ S, 2664.8 *msnm.*). Posee una montura ecuatorial de tipo alemana y un sistema óptico Cassegrain clásico con una abertura de 609.6 *mm* (CASLEO/Instrumental/HSH, 2016). La Fig. 1 muestra el telescopio HSH y su cúpula en la actualidad.

El telescopio ha sido recientemente dotado con una nueva cámara CCD SBIG modelo STL-1001E (SBIG, 2003), la cual ha sido apropiadamente seleccionada para la escala de ese telescopio.

En este trabajo se presentan todas las tareas realizadas para optimizar el funcionamiento del telescopio, la cúpula y la cámara CCD para su operación en forma remota.

2. Sistema de control del telescopio y cúpula

Para controlar en forma automática el telescopio HSH y su cúpula se eligió emplear un controlador lógico progra-

mable (PLC, por sus siglas en inglés Bolton W., 2009), ya que este tipo de dispositivo es muy robusto para operar en ambientes de tipo industrial y es adecuado para ser utilizado en sistemas de control distribuido. Se eligió el PTC 5800 de la firma Nematron (Nematron Corporation, 2003) que tiene capacidad de comunicación a través de la red Ethernet.

En la Fig. 2 se puede observar el interior del rack metálico que contiene la electrónica que se utiliza para el control automático del telescopio y la cúpula. El rectángulo amarillo encierra el elemento principal de este sistema, el controlador lógico programable. El rectángulo verde muestra las plaquetas electrónicas multiplicadoras de los pulsos ($\times 1$, $\times 2$ y $\times 4$) de los *encoders* de ángulo horario (HA), de declinación (DEC) y de cúpula, mientras que el naranja delimita el circuito que genera el tiempo sidéreo (ST) y es el que recibe la señal del GPS (*Global Positioning System*). El resto de los elementos que se pueden observar lo constituyen los relés de accionamiento y las fuentes de alimentación de la electrónica.

Se desarrolló el software de control en el PLC, la interfaz gráfica de usuario y el sistema SCADA (Super-



Figura 1: El telescopio Helen Sawyer Hogg y su cúpula en la actualidad.

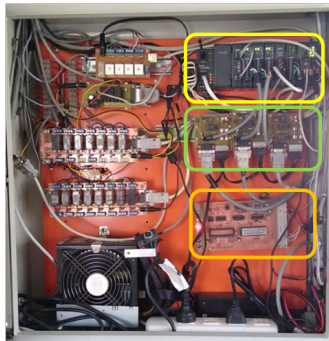


Figura 2: Hardware del sistema de control.

visory Control and Data Acquisition). Esto último es la aplicación que se comunica con el PLC y permite controlar en forma automática el telescopio y la cúpula desde una PC, monitorear la evolución de variables, generar alarmas programadas, etc. En la Fig. 3 se muestra la interfaz gráfica a través de la cual un usuario interactúa con el sistema de control. Esta interfaz fue desarrollada utilizando el INDUSOFT WEB STUDIO (InduSoft, 2009, IWS) y funciona en una PC que actúa como Servidor. La PC se comunica con el PLC utilizando el protocolo Modbus a través de Ethernet. Modbus es un protocolo de comunicación, de arquitectura cliente/servidor, ampliamente utilizado en la industria que permite la conexión de dispositivos electrónicos.

La interfaz gráfica muestra en el recuadro con título *HSH Telescope* los principales parámetros que se utilizan en la observación como las coordenadas del telescopio (RA, DEC, Elevation y Azimut) y la información del tiempo (ST, Date y UT). A través de la misma se puede mover el telescopio en forma manual, utilizando una manopla digital que está ubicada en la parte inferior izquierda, o automática a las coordenadas ingresadas por el usuario. Se cuenta con la posibilidad de utilizar coordenadas astrométricas J2000.0 o aparentes para la fecha de observación. La cúpula también se puede mover en forma automática siguiendo el objeto observado, o en forma manual para posicionarla donde se desee.

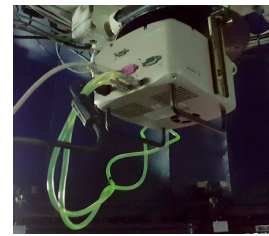


Figura 4: Cámara STL-1001E.

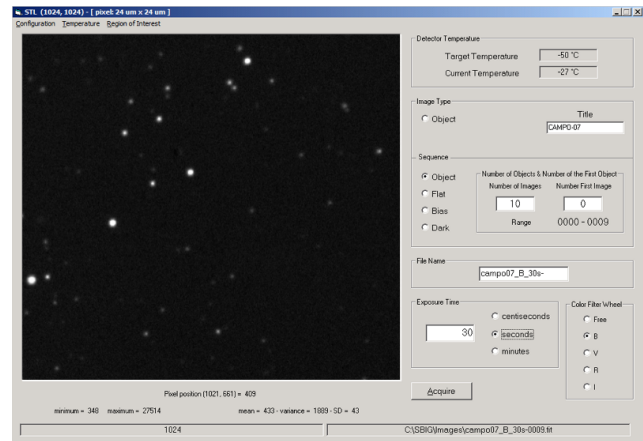


Figura 5: Captura de pantalla del software de adquisición.

Para evitar que el telescopio acceda a posiciones prohibidas se incorporó un sistema de protección por software que impide que se envíe el telescopio a una posición con elevación menor a 15° . También se ha agregado al hardware del sistema un acelerómetro que permite determinar cuando el telescopio llega a alguna posición extrema, para poder parar así el movimiento que lo llevó a esa ubicación.

Se construyó una línea Vahle para poder alimentar el motor que permite la apertura y cierre del *shutter* de la cúpula. También se colocó en el interior de la cúpula una cámara de supervisión para poder ver el interior de la misma.

3. Sistema de adquisición

El detector STL-1001E posee un chip de 1024×1024 pixeles, siendo el tamaño del pixel de $24 \mu\text{m} \times 24 \mu\text{m}$. Por lo tanto, su escala de pixeles es de $0.5424''/\text{pixel}$. Con esta cámara se obtiene un campo de $9.26 \text{ arcmin} \times 9.26 \text{ arcmin}$. Este CCD cuenta con una rueda de filtros integrada con filtros estándares (*UBVRI*).

Posee un sistema de enfriado por efecto *Peltier* de dos etapas más la circulación (a través de una bomba) de un compuesto de etilenglicol y agua, que permite que el CCD pueda alcanzar la temperatura de $(-50 + T_{amb})^\circ \text{C}$. Se adaptó un nuevo sistema para la circulación forzada del líquido refrigerante, que mejora la función de la bomba provista junto con la cámara.

En la Fig. 4 se puede ver dicha cámara CCD montada en el telescopio, como así también las manguera por las que circula el líquido refrigerante.

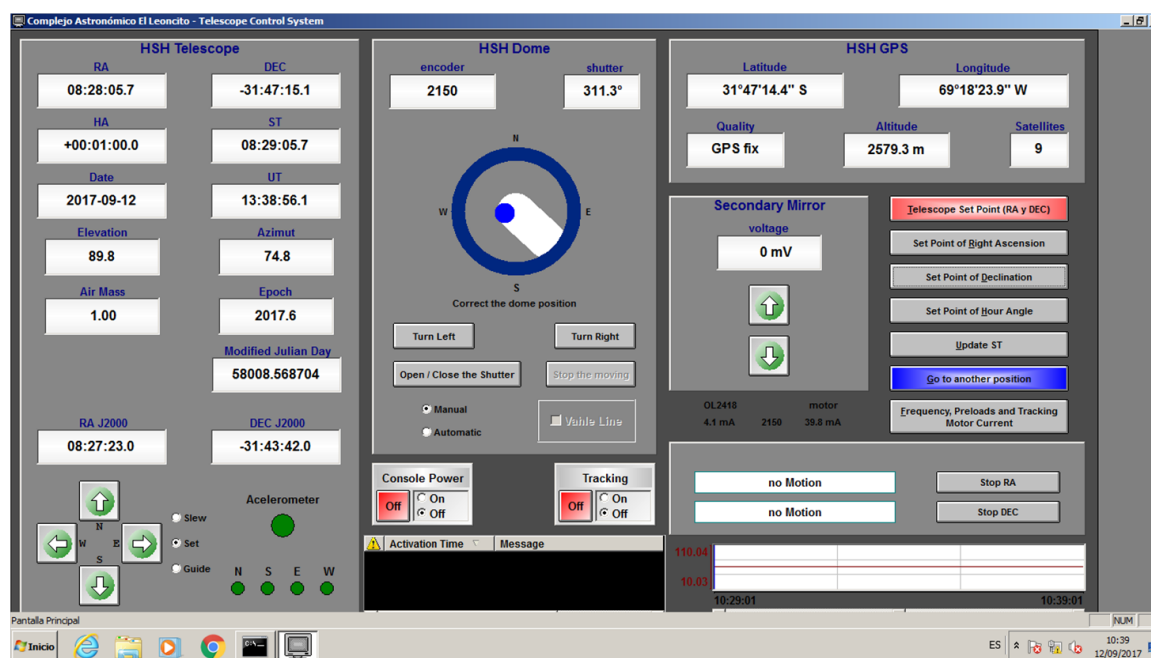


Figura 3: Captura de pantalla del software de control del telescopio y la cúpula.

Se desarrolló un software para el control de esta cámara y que permite incorporar la posición del telescopio y otros parámetros útiles al *header* de las imágenes FITS generadas. El *header* consiste de *keywords* como CCDSIZE, CCDSUM, PIXSIZE, CAMTEM, EXPTIME, OBSERVAT, DATE-OBS, TIME-OBS, UT, ST, HA, RA, DEC, EQUINOX, MJD-OBS, ZD, AIRMASS, RA2000, DEC2000, IMAGETYP, OBJECT, INSTRUME, OBSERVER, COMMENT, FILTER, etc. La Fig. 5 muestra la captura de pantalla del software de adquisición. A través de este programa se puede seleccionar una ROI (*region of interest*) del CCD, establecer la temperatura de trabajo de la cámara, cambiar los filtros de la rueda, como así también tomar secuencias de imágenes tanto científicas (imágenes objeto), como de calibración (bias, darks y flats).

Se cuenta con una cámara de gran campo que ayuda a la identificación del objeto observado. Además se instaló una PDU (*Power distribution unit*) que permite encender y apagar la cámara de adquisición, como así también encender y apagar la bomba del refrigerante del CCD y la lámpara para la obtención de flats de cúpula.

4. Trabajos futuros

Actualmente está en etapa de puesta a punto un sistema para el cierre del *shutter* de la cúpula utilizando un motor independiente a baterías. Esto es necesario ya que el Cerro Burek no cuenta aún con un grupo electrógeno que lo alimente en caso de cortes de energía eléctrica. Se incorporará la posibilidad del cierre automático del *shutter* si se pierde la conexión a Ethernet, si hay un corte de energía eléctrica y el UPS se está quedando sin carga en las baterías, o si las condiciones climáticas son muy malas como para poner en riesgo el instrumen-

tal. Se diseñó y construyó un sistema de pétalos que en breve se montará en el telescopio. A mediano plazo se implementará un sistema hidráulico para la apertura y cierre de las doce ventanas de la cúpula, lo que facilitará rápidamente el equilibrio térmico con el exterior.

5. Conclusiones

Se está finalizando la etapa de pruebas con todas las innovaciones funcionando conjuntamente. Con una conexión a Internet, se puede controlar con muy buenos resultados el telescopio, su cúpula y su sistema de adquisición de imágenes en forma remota, lo cual permite la observación desde cualquier parte del mundo.

Las imágenes adquiridas muestran una satisfactoria alta calidad astronómica, aptas para diversos trabajos profesionales. En breve será ofrecido a la comunidad astronómica, como un servicio más de CASLEO.

Agradecimientos: Se agradece al Dr. Eduardo Fernández Lajús las gestiones realizadas para que CASLEO pueda contar, en calidad de préstamo, con la cámara STL-1001E.

Referencias

- Bolton W. 2009, Programmable Logic Controllers, Fifth Edition. pp 1–398
- CASLEO/Instrumental/HSH, 2016, Telescopio “Helen Sawyer Hogg”, <http://www.casleo.gov.ar/instrumental/hsh.php>
- InduSoft 2009, User’s Guide and Technical Reference Manual for InduSoft Web Studio Version 6.1 SP6. pp 1–912
- Nematron Corporation 2003, Pointe Controller User Guide. pp 1–441
- SBIG 2003, Operating Manual Research Camera Models: STL-1001E, STL-1301E, STL-4020M, STL-6303E and STL-11000M. pp 1–83



La nueva base de datos de CASLEO

P. F. Pereyra¹, J. L. Giuliani¹, A. de Franceschi¹, A. Díaz Ariza¹

¹ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET - UNLP - UNC - UNSJ, Argentina

Contacto / ppereyra@casleo.gov.ar

Resumen / El Complejo Astronómico El Leoncito posee datos de observaciones astronómicas que fueron realizadas por distintos astrónomos, desde el inicio de sus operaciones el 12 de Septiembre de 1986. Esto constituye una base de datos de gran importancia para la comunidad astronómica. La gran mayoría de los datos corresponden a imágenes tomadas con alguna cámara CCD (Charge-Coupled Device). Dichas observaciones históricas se han ido guardando a lo largo de los años en diversos dispositivos de almacenamiento (cintas magnéticas, CDs, DVDs) que por su naturaleza sufren deterioro con el tiempo. En este trabajo describimos cómo los datos históricos se han centralizado en un sistema de almacenamiento especializado. También mencionamos los trabajos que se están realizando para desarrollar un sistema de consulta basado en la Web que permita ver el contenido de esa base de datos y buscar datos en ella.

Abstract / The El Leoncito Astronomical Complex has data of astronomical observations that were taken by different astronomers, since the start of its operations (September 12th, 1986). This constitutes a database of great importance to the astronomical community. The great majority of the data correspond to images taken with any CCD (Charge-Coupled Device) camera. Those historical observations have been kept over the years in various storage devices (magnetic tapes, CDs, DVDs) that are prone to degradation with time. In this paper we describe how the historical data were centralized in a specialized storage system. Also we mention the tasks that are being carried out in order to develop a Web-based query system that allow view the content of that database and search data in it.

Keywords / astronomical data bases

1. Introducción

El Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO) posee datos de observaciones astronómicas que fueron realizadas a lo largo de más de 30 años, utilizando principalmente el telescopio Jorge Sahade de 2.15 m de abertura.

Por años las observaciones históricas se han guardado en dispositivos magnéticos (cintas magnéticas) y ópticos (CDs y DVDs) que por su naturaleza sufren su degradación a través de los años. Con el tiempo los ópticos reemplazaron totalmente a los magnéticos.

En este trabajo se describe como se han recuperado las observaciones astronómicas históricas realizadas. Se mencionan las características técnicas más importantes del servidor de datos especializado adquirido. Por último, se especifican cuales son los trabajos que se están llevando a cabo para crear la base de datos con la información relevante de esos datos históricos, que permitirán su consulta y obtención en tiempo real a través de internet.

El proyecto *Virtual Observatory* (VO) es una iniciativa internacional que nos permite el acceso a bases de datos de observaciones astronómicas realizadas por distintos observatorios terrestres y espaciales. Mediante el empleo de tecnologías de avanzadas y estándares, permite a los usuarios acceder a los datos de una forma sencilla y homogénea.

A pesar de que los VOs se basan principalmente en la publicación de datos procesados o reducidos, es fundamental poder conservar los datos fuentes. Estos últimos

se pueden volver a utilizar para llevar a cabo una nueva línea de investigación o continuar con la misma línea que dio origen a esa toma de datos.

2. Datos del telescopio Jorge Sahade

CASLEO posee los datos de las observaciones que fueron realizadas por distintos astrónomos (argentinos y extranjeros) utilizando el telescopio Jorge Sahade (JS) con algún instrumento periférico (espectrógrafos, cámaras para imagen directa, fotómetros, polarímetros, etc.).

Si bien hasta hace unos años se utilizaron detectores como los PMTs (PhotoMultiplier Tubes) en los fotopolarímetros, como el CASPROF y el del Observatorio Astrofísico de Torino, la gran mayoría de los datos provienen de instrumentos que emplean alguna cámara CCD. Estas cámaras generan archivos que se almacenan en el formato estándar FITS (*Flexible Image Transport System*).

Las Fig. 1 a 4 muestran, respectivamente, los datos generados utilizando el espectrógrafo REOSC en dispersión simple, el espectrógrafo de banco EBASIM, el CCD Directo y la unidad de polarización CASPOL. Los mencionados anteriormente son parte del instrumental periférico utilizado con el telescopio JS.

Hasta ahora se han generado aproximadamente 900 000 archivos de imágenes, lo que equivale a más de 1.5 TB con datos de observaciones astronómicas. Dentro de estos archivos están las observaciones de los objetos celestes y otros datos necesarios para poder calibrar o

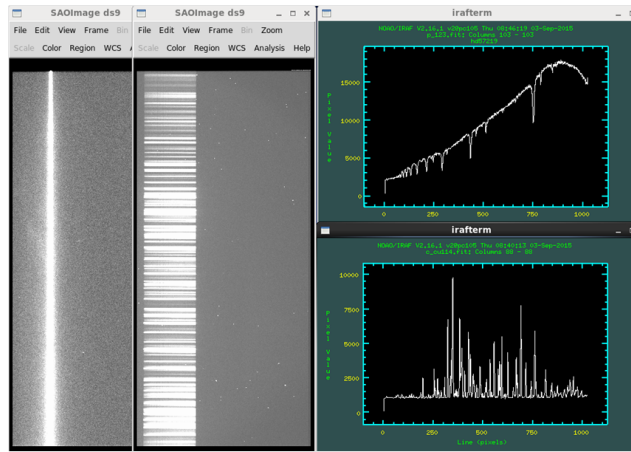


Figura 1: REOSC DS.

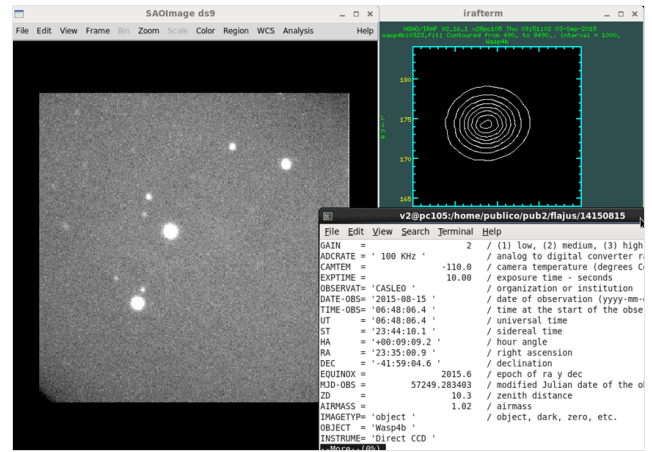


Figura 3: Cámara Directa.

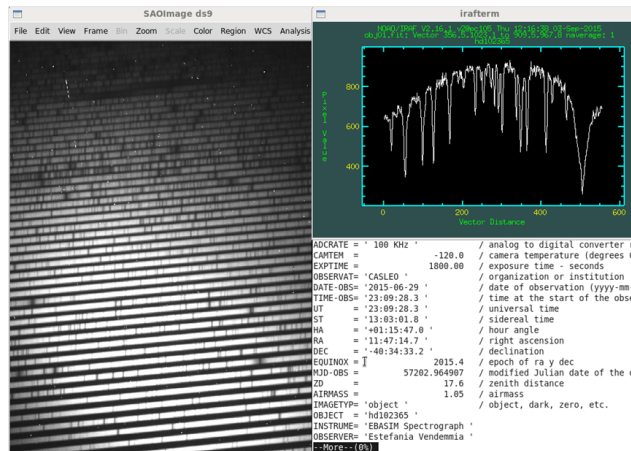


Figura 2: EBASIM.

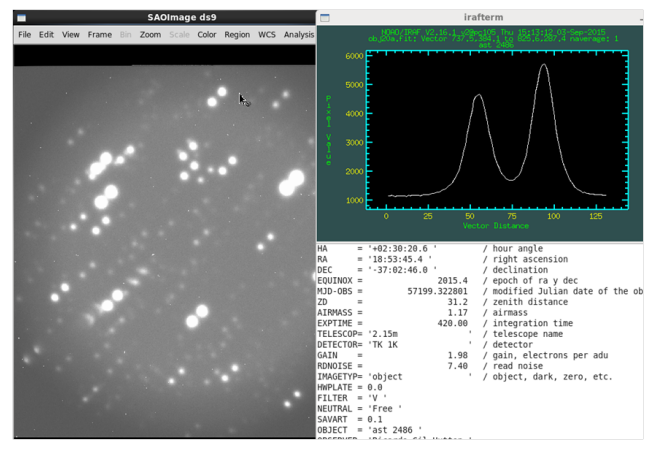


Figura 4: CASPOL.

procesar los anteriores: bias, darks y flats (de lámpara, de cúpula y/o de cielo).

En forma aproximada podemos decir que por año se generan entre 50 y 150 GB de imágenes crudas (sin procesar).

3. Servidor de datos

En la actualidad, y gracias al aporte del Nuevo Observatorio Virtual Argentino (NOVA, CONICET), el Complejo Astronómico El Leoncito cuenta con un servidor de datos especializado para almacenar todos los datos de las observaciones realizadas en CASLEO, en un único punto de fácil acceso.

A este sistema informático se le instaló CentOS 7 como sistema operativo Linux y todos los paquetes necesarios (servidor Web Apache, MySQL, PHP, etc.).

Este servidor posee un soporte de almacenamiento en RAID 5 que está formado por un conjunto redundante de discos independientes, que permite la detección y corrección de errores logrando la integridad de la información almacenada en los mismos.

3.1. Características del Servidor

A continuación se indican las características principales del Servidor.

- Dell PowerEdge R530 Server (Dell Inc., 2014)
- Intel Xeon E5-2650L v3 1.8 GHz, 30 MB de Cache
- Memory: 2×16 GB DDR4 DIMMs 2133 MT/s
- iDRAC8 Enterprise, integrated Dell Remote Access Controller
- RAID 5 for PERC H730 Integrated RAID Controller, 1 GB Cache
- HDDs: 4×4 TB 7.2 K RPM NLSAS 6 Gbps 3.5 in Hot-plug Hard Drive
- Dual, Hot-plug, Redundant Power Supply (1+1), 750 W

La Fig. 5 muestra este sistema de almacenamiento.

Con cuatro discos de 4 TB cada uno, en RAID 5, se pueden almacenar hasta 12 TB. En nuestro caso: el sistema operativo, los paquetes de aplicaciones y los datos de las observaciones astronómicas realizadas.



Figura 5: Dell PowerEdge R530 Server.

3.2. Almacenamiento de datos

Se copiaron a este sistema de almacenamiento todos los datos históricos que durante años fueron almacenados en CDs y DVDs por los operadores de telescopio.

Debido a la degradación que sufren esos dispositivos ópticos con el paso del tiempo, se encontró que algunos pocos archivos estaban corruptos y no fue posible su recuperación.

4. Implementación de la base de datos

Se están elaborando las rutinas de software necesarias para la extracción de los valores o contenidos de los *keywords* de los *headers* de los archivos FITS. El propósito es crear una base de datos con la información relevante de estas *keywords*. Se utilizará como motor de base de datos a MySQL.

Se desarrollarán en lenguaje PHP los *scripts* de software necesarios para la creación de un sistema de consulta para la Web. Está previsto emplear distintos criterios de búsqueda como por ejemplo: identificador o nombre del objeto astronómico, coordenadas del objeto (RA y DEC) especificando un radio angular determinado de búsqueda, nombre del observador, año de la observación, instrumental empleado, etc. Será posible utilizar más de un criterio de búsqueda en forma simultánea.

La Fig. 6 muestra una versión tentativa de dicho sistema de consulta.

Esta página Web va a estar accesible para que cualquier investigador la pueda consultar. Únicamente estarán disponibles aquellas observaciones realizadas en CASLEO luego de 18 meses de haber sido adquiridas (Comité Científico de Usuarios, 2005). Está previsto que las nuevas observaciones se vayan copiando automáticamente en el servidor una vez que cumplan los 18 meses.

5. Conclusiones

Se han copiado todos los datos históricos al nuevo sistema de almacenamiento, con lo cual se disminuyó el riesgo de pérdida de los mismo.

Todos los datos disponibles en el servidor fueron adquiridos empleando el telescopio JS. Está previsto incorporar a este nuevo sistema los datos que se vayan a



Figura 6: Página de consulta.

producir con los otros telescopio que están instalados en el observatorio.

Debido a que los sistema de almacenamiento en RAID 5 no son infalibles y ha habido casos de pérdida total de la información, es necesario contar con algún otro medio de respaldo de datos. A la brevedad, se gestionará la adquisición de otro soporte para guardar los datos.

Se está desarrollando en CASLEO una nueva base de datos para todas sus observaciones científicas, garantizando su perduración en el tiempo y libre acceso para toda la comunidad científica internacional. Esto último está en conformidad con la ley que promueve el acceso libre a los datos primarios de la investigación científica a través de repositorios digitales institucionales (Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva, 2016).

Agradecimientos: Se agradece al Dr. Roberto Gamen, Director del Nuevo Observatorio Virtual Argentino (NOVA), por las gestiones realizadas para que el CASLEO pueda contar con tan valioso equipamiento.

Referencias

- Comité Científico de Usuarios 2005, Acta 61 de Comité Científico de Usuarios, Resolución 8 - 2005B. pp 1–2
- Dell Inc. 2014, Dell PowerEdge R530 Manual del propietario. pp 1–170
- Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva 2016, Ley Número 26.899, Resolución 753, Creación de Repositorios Digitales Institucionales de Acceso Abierto. pp 1–60

Software pipeline for processing the data recorded by the Deep Space Antenna 3

A. Cancio Montbrun^{1,2}, M. Colazo³ & B. García¹

¹ Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina

² Universidad Tecnológica Nacional, Facultad Regional Buenos Aires, Argentina

³ Comisión Nacional de Actividades Espaciales, Argentina

Contact / angel.cancio@iteda.cnea.gov.ar

Resumen / En esta contribución se explica la estructura de datos astrofísicos adquiridos con la estación terrestre de Malargüe, la Deep Space Antenna 3 (DSA 3), que es parte de la Red ESTRACK de la Agencia Espacial Europea. Se detallan las bases del *pipeline* de software utilizado para la lectura, el cálculo y el análisis de los datos. Las pruebas se realizaron observando fuentes radioastronómicas de calibración en banda X con ganancia fija. Debido a la ausencia de una referencia de ruido durante la observación, se utilizó un método de cambio de posición con ciclos on/off, se evaluaron los valores de flujo obtenidos de las fuentes de calibración y se compararon con los datos publicados y los modelos de cada fuente.

Abstract / In this contribution, the structure of the astrophysical data acquired by the Malargüe ground station, Deep Space Antenna 3 (DSA 3), which is part of the ESTRACK Network of the European Space Agency, is explained. The bases of the software pipeline used for reading, calculation, and analysis of the data are detailed. The tests were performed by observing radio-astronomical calibrating sources at X band with fixed gain. Due to the absence of a noise reference during the observation it was used a position switching technique with on-off cycles, the flux values obtained from the calibration sources were evaluated and were compared with the published data and models of each source.

Keywords / telescopes — instrumentation: detectors

1. Introduction

In order to use a telecommunications antenna as a single dish radio telescope, it is necessary to know the general behavior of the existing communications equipment installed in the instrument and the specifications of the ground station with the objective of designing a method with which to make astronomical observations that generate products of interest for the scientific community.

The use of the Deep Space Antenna 3 (DSA 3 or MGUE1) for radio astronomy projects was proposed by (Benaglia et al., 2011) and (Cancio et al., 2016).

A system for detecting radio signals has a first stage for amplification of the RF signal using low noise amplifiers (LNAs). After amplification, the signal is passed into a mixer that changes the frequency of the input signal. After mixing, the signal is at a different (and usually lower) frequency than the RF, this frequency is called Intermediate Frequency (IF).

The DSA 3 has an intermediate frequency receiver (IFMS), which in open loop (EOLP) mode, can process 2 broadband blocks of IF spectrum (70 MHz) (Madde et al., 2007). These blocks may correspond to different polarizations. The signal information acquired in the observation is stored in the external storage units (ESU) into files that have UDP packets with thousands of complex value samples (In-phase and Quadrature, IQ). Each block has the information of 4 frequency subchannels and it is synchronized internally. In addition, the sta-

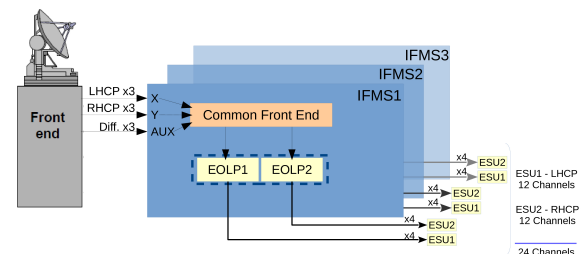


Figure 1: Simplified block diagram of the data-flow recorded by the station.

tion can be configured to obtain the data of the circular polarizations, LHCP and RHCP, which carries a total of 24 channels, as is shown in Fig. 1 (Cancio et al., 2016).

1.1. Data Format

The IQ pairs components conform a complex number that corresponds to a sample of the radio signal in IF. These complex values can have a quantization of 2, 4, 8 or 16 bits and are stored in the UDP packets in 32-bit words in a multiplexed manner; these packets consist of a header containing the timestamp of the first sample (pair IQ) contained in the array of multiplexed bits.

To determine the power of the signal stored in the data array, the I and Q values must be obtained by demultiplexing the array, and then calculate the mean square root of a complex signal by using the module

Table 2: Catalogue information for the survey test

Name	RA (h:m:s)	Dec (\pm d:m:s)
0521-365	05:22:57.984651	-36:27:30.850920
C0521OFF	05:22:57.984651	-37:27:30.850920
1934-638	19:39:25.026000	-63:42:45.630000
C1934OFF	19:39:25.026000	-64:42:45.630000

($|z|$) of IQ pairs, as follows:

$$RMS_{complex} = \left(\frac{\sum_1^N |z_i|^2}{N} \right)^{1/2} \quad (1)$$

$$RMS_{complex} = \left(\frac{\sum_1^N (I_i^2 + Q_i^2)}{N} \right)^{1/2} \quad (2)$$

2. Methodology

The most basic of measurements of the radio signals from a given direction in the sky is the “total power”, or power response, which is obtained with the aid of a radio-detector system. There are several methods of observing modes for total power measurement and depend on the use or not of a temperature system reference (i.e. a noise diode). In the present study, there was no access to any temperature reference of the system, for this, a switching position observing method was used. The telescope moves between an offset position (OFF) (in relative or absolute coordinates) and a source position (ON). Optimally, the OFF position has a fixed azimuth and the same elevation than the target position to ensure that the ON and OFF positions are measured through the same air mass. Relative position switching to a specific OFF position is required when observing complex emission regions (making it difficult to find an emission-free reference position) (Mangum et al., 2000). Using this procedure, the radio telescope moves between the ON and OFF sky positions in the OFF-ON-OFF-ON or OFF-ON-ON-OFF pattern. A sequence is composed of one or more repetitions of this basic cycle. This order of samples eliminates the effects on linear change measurements in atmospheric noise or receiver gain. It is possible to specify the integration time per position.

In order to perform survey tests, calibration radio sources with well known fluxes to evaluate the switching position method to get total flux with the DSA 3 and without temperature reference were considered.

3. Calibrating Radio Sources

- **PKS 1934-638:** The first radio source chosen was PKS 1934-638, a Seyfert II galaxy. A high-resolution angular observations of PKS 1934-638 were made periodically over more than 20 years (Preston et al., 1989; Tzioumis et al., 1996; King, 1994) over a wide range of frequencies. More recently, Ojha et al. (2004) presented VLBI observations at 8.4 GHz of PKS 1934-638 as part of a combined analysis of 30 years of observations.
- **PKS 0521-365:** The second source chosen was PKS 0521-365, a BL Lac. object (Falomo et al., 2009; Leon et al., 2016). Tingay et al. (1996) observed PKS 0521-365 in three times at 4.8 GHz and 8.4 GHz.

Both sources have been observed for more than two decades at different wavelengths or frequencies (see table 1). Their integrated flux along radio spectra are well

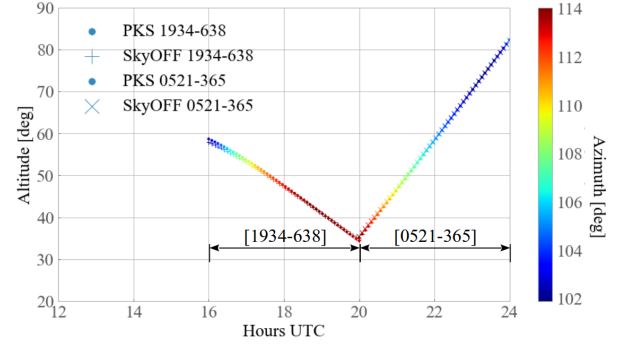


Figure 2: Observation plan.

known, and their flux distributions have been mapped on some frequencies. Both sources are being used as flux density calibrators for the Australia Telescope Compact Array (ATCA) at centimeter wavelengths, particularly PKS 1934-638 as primary calibrator and 0521-365 as secondary calibrator. Moreover, there are mathematical models that fit the observed data for each one of these sources. The mathematical models published for each calibrator source, are:

For PKS 1934-638:

Model 1: 0 to 11 GHz. (Reynolds, 1994)

$$\log_{10}(S_\nu) = -30.7667 + 26.4908 \times \log_{10}(\nu) - 7.0977 \times \log_{10}(\nu)^2 + 0.605334 \times \log_{10}(\nu)^3$$

Model 2: 10 to 24 GHz. (Sault, 2003)

$$\log_{10}(S_\nu) = -202.6259 + 149.7321 \times \log_{10}(\nu) - 36.4943 \times \log_{10}(\nu)^2 + 2.9372 \times \log_{10}(\nu)^3$$

For PKS 0521-365, the model that fits the published data (SIMBAD database) for 80 to 8400 MHz, was obtained as part of the present work:

Model 3: 80 to 8400 MHz.

$$\log_{10}(S_\nu) = -869.78 + 822.42 \times \log_{10}(\nu)^{0.5} + 708.05 \times \log_{10}(\nu)^{-1} - 328.08 \times \log_{10}(\nu)^{0.75} - 374.06 \times \log_{10}(\nu)^{-2}$$

where ν is frequency and S_ν is Flux.

4. Results

Using the calibrating radio sources catalogue, Tab. 2, a survey test on DOY 038 2017 was performed. Fig. 2 shows the transit during the observation windows time for each source and the corresponding sky OFF position.

The signal contribution of the calibrating radio source (ON) by relative difference with the background (OFF), using the power calculated for each position ($RMS_{ON}; RMS_{OFF}$) as it was explained in Sec. 1.1., was calculated as,

$$Flux = \frac{(RMS_{ON} - RMS_{OFF})}{RMS_{OFF}} \cdot M \quad (3)$$

where M represent the IFMS instrument calibration.

As is shown in Fig. 3a the data recorded by the DSA 3 for PKS 1934-638 using the switching position

Table 1: Radio sources data fro SIMBAD database (Wenger et al., 2000)

RAJ2000 “h:m:s”	DEJ2000 “±d:m:s”	Bname	Ident	Mag	z	S80 Jy	S408 Jy	S1410 Jy	S2700 Jy	S5000 Jy	S8400 Jy
05:22:58.010	-36:27:31.90	B0521-365	N	16.8	55	89	36.1	16.3	12.5	9.23	6.4
19:39:25.010	-63:42:45.70	B1934-638	G	18.4	185		6.24	16.4	11.5	6.13	3

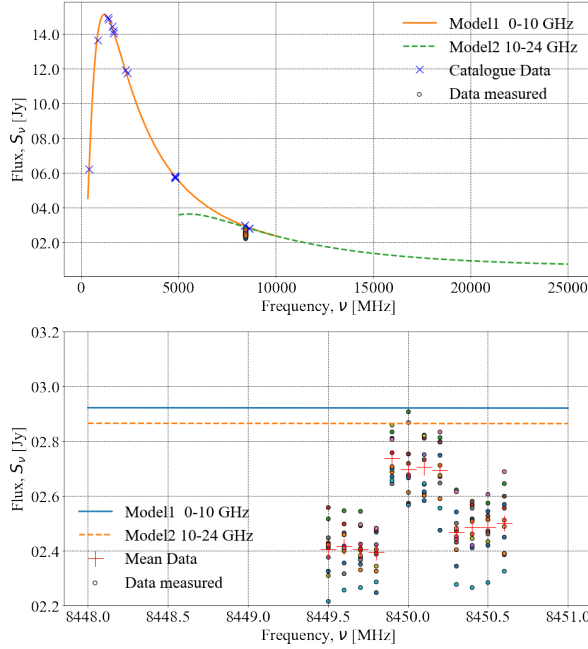


Figure 3: Upper panel: Shows the published PKS 1934-638 models for different frequency ranges and the published data with crosses. The dot points represent the acquired data by DSA 3. Lower panel: It is a zoom over the bandwidth observed by DA3, the error between the models and the data is 15%, and the offset between frequency channels is due to calibration between the IFMS devices.

method allows to get a total flux approximation that fits with the published data and models. In Fig. 3b it can be seen the difference between the IFMS, each group of 4 channels has a gain offset that corresponds with the internal calibration of the telecommunication system.

Figure 4a shows the data recorded by the DSA 3 for PKS 0521-365, with the same; the total flux approximation fits with the published data and the proposed model. Again, Fig. 4b shows the difference between the IFMS.

5. Conclusions

From this research, it is possible to show that DSA 3 is capable of being a single dish radio telescope by using the telecommunication devices installed. We advise to include the use of the noise tube, which was not available during this research, and we recommend the development of a specific device capable of handling more subchannels and a wider bandwidth in order to improve the results.

Acknowledgements: The authors want to thank ITeDA, CONAE and ESA for their active participation and permanent support to this job. The collaboration of DSA 3 staff in order to carry out the observations, is deeply appreciated. The help and advice by Paula Benaglia in choosing the radio sources observed was fundamental

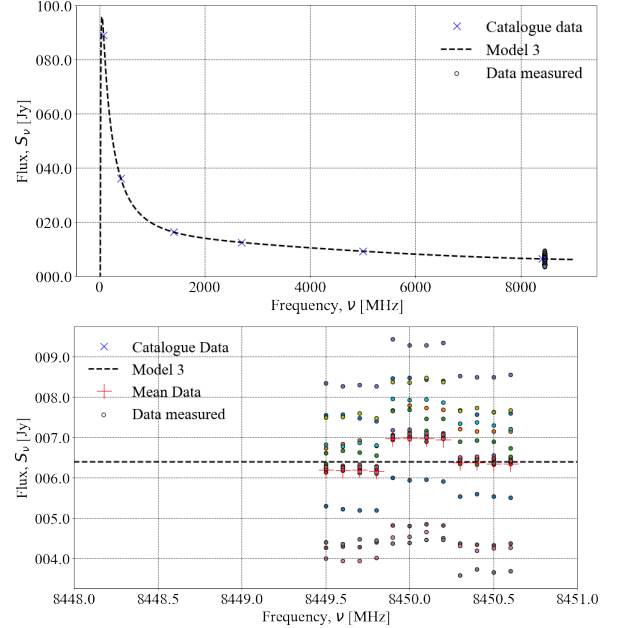


Figure 4: Upper panel: Shows the PKS 0521-365 proposed model and the published data with crosses. The dot points represent the acquired data by DSA 3. Lower panel: It is a zoom over the bandwidth observed by DSA 3, the error between the model and the data is less than 6%, and the offset between frequency channels is due to calibration between the IFMS devices.

for this reaseach. This publication will be included in the PhD thesis co-financed by CONICET *Procesamiento de Señales de Radio mediante computación paralela con GPU: Implementación para la DSA 3* by A. Cancio.

References

- Benaglia P., et al., 2011, BAAA, 54, 447
- Cancio A., Colazo M., Garcia B. E., 2016, BAAA, 59
- Falomo R., et al., 2009, A&A, 501, 907
- King E., , 1994, Ph.D. thesis, Univ. Tasmania
- Leon S., et al., 2016, A&A, 586, A70
- Madde R., et al., 2007, Proceedings of the IEEE, 95, 2215
- Mangum J. G., Emerson D. T., Greisen E., 2000, ASP Conference Series 217, p. 179
- Ojha R., et al., 2004, The Astrophysical Journal Supplement Series, 150, 187
- Preston R. A., et al., 1989, AJ, 98, 1
- Reynolds J. E., , 1994, A Revised Flux Scale for the AT Compact Array, AT Memo 39.3/040
- Sault R. J., , 2003, ATCA flux density scale at 12mm, AT Memo 39.3/124
- Tingay S. J., et al., 1996, AJ, 111, 718
- Tzioumis A., et al., 1996, in Ekers R. D., Fanti C., Padrielli L., eds., IAU Symposium Vol. 175, Extragalactic Radio Sources. p. 73
- Wenger M., et al., 2000, A&AS, 143, 9

Particle acceleration and magnetic field amplification in the termination shocks of AGN jets

Anabella T. Araudo¹

¹ *Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences, Prague, Czech Republic*

Contact / anabella.araudo@asu.cas.cz

Resumen / Se cree que los choques relativistas en fuentes extragalácticas son las fuentes de los rayos cósmicos ultra-energéticos. Sin embargo, resultados teóricos recientes indican que los choques relativistas son incapaces de acelerar partículas con energías mayores a 1 PeV. Estudiamos los plasmas relativistas en la región terminal de los jets de los núcleos galácticos activos, donde la energía máxima de los electrones es ~ 1 TeV. Mostramos que esta energía no puede estar determinada por las pérdidas sincrotrónicas, como se asume usualmente, y proponemos que está determinada por la geometría del campo magnético. Si la energía máxima de los electrones está determinada por el campo magnético perpendicular, entonces el mismo límite aplica a los protones resultando que la energía máxima de los iones es la misma que la de los electrones, es decir, 1 TeV. Como consecuencia, los choques terminales en los jets de los núcleos galácticos activos no son buenos aceleradores de partículas.

Abstract / Relativistic shocks in extragalactic sources have been proposed as sources of ultra high energy cosmic rays. However, theoretical advances indicate that relativistic shocks are unable to accelerate particles to energies larger than 1 PeV. We study relativistic jets in Active Galactic Nuclei, where the maximum energy of electrons accelerated in the termination shocks is ~ 1 TeV. We show that this maximum energy cannot be constrained by synchrotron losses as usually assumed, and we propose that it is determined by the geometry of the (unperturbed) magnetic field. If the maximum energy of electrons is determined by the perpendicular magnetic field, the same limit applies to protons and therefore the maximum energy of ions is also ~ 1 TeV. As a consequence, relativistic jet termination shocks are poor cosmic ray accelerators.

Keywords / acceleration of particles — radiation mechanisms: non-thermal — shock waves — galaxies: jets — ISM: supernova remnants — cosmic rays

1. Introduction

One of the most exciting and unsolved problems in Astrophysics is figuring out the origin of the Ultra High Energy Cosmic Rays (UHECRs). These are particles having an energy of ~ 100 EeV* and arrive on the Earth from outside the Galaxy (Aab et al., 2017), but their origin remains unknown. Hillas (1984) estimated the maximum energy that particles can achieve by being accelerated by a shock with velocity v_{sh} in a source with size R and magnetic field B . By comparing R with c/v_{sh} times the Larmor radius $r_g = E/(eZB)$ of a relativistic particle with electric charge eZ , the maximum energy is

$$\frac{E_{Hillas}}{\text{EeV}} \sim 100 Z \left(\frac{v_{sh}}{c/3} \right) \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right) \left(\frac{R}{\text{kpc}} \right). \quad (1)$$

A particle with energy larger than E_{Hillas} cannot be contained in a source with size R . Among the extragalactic sources that satisfy the Hillas limit within the Greisen–Zatsepin–Kuzmin (GZK) radius of about 100 Mpc, we are interested in Active Galactic Nuclei (AGN).

Active Galactic Nuclei host a rotating super-massive black hole at their centre, surrounded by an accretion disc. Bipolar relativistic jets are launched from the inner regions of the accretion disc (Blandford & Payne, 1982) and/or from the black hole ergosphere (Blandford & Znajek, 1977). Radiogalaxies are the subclass of AGN where jets are detected at radio frequencies, which in turn are classified in type I and II Fanaroff–Riley (FR) galaxies (Fanaroff & Riley, 1974). The jet termination region in FR II radiogalaxies is characterized by a double shock structure (see Figure 1) where particles can be accelerated via Diffusive Shock Acceleration (DSA).

Diffusive shock acceleration is the most established mechanism to accelerate particles in astrophysical sources where collisionless shocks are present (Axford et al., 1977; Krymskii, 1977; Bell, 1978; Blandford & Ostriker, 1978). Particles diffuse back and forth across the shock and gain an average energy v_{sh}/c in each cycle. Therefore, long times are required to accelerate the most energetic particles unless the magnetic field around the shock is amplified. The amplified turbulent field scatters particles rapidly so that they cross the shock more frequently achieving a higher energy in the available time. Bell (2004) realized that Non Resonant Hybrid (NRH) instabilities in non-relativistic shocks in supernova remnants (SNR) are fast enough to amplify the magnetic field by orders of magnitude to accelerate particles up

*The most energetic cosmic rays ever measured on the Earth have an energy of ~ 100 EeV which is a billion times the energy of the Higgs boson.

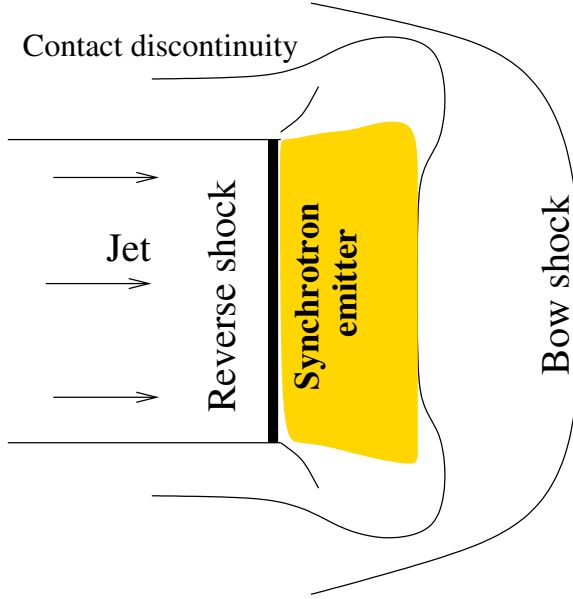


Figure 1: Sketch of the jet termination region. Particles are accelerated at the reverse shock, and radiate in the shock downstream region (the hotspot).

to the knee (~ 3 PeV) of the Cosmic Ray (CR) spectrum, shedding light on the origin of Galactic CRs (Bell et al., 2013).

Relativistic shocks are characteristically quasi-perpendicular. Magnetic field amplification (MFA) in perpendicular shocks by NRH instabilities was analyzed by Riquelme & Spitkovsky (2010) and Matthews et al. (2017) showing that in relativistic perpendicular geometry Bell instabilities can grow as fast as in non relativistic parallel cases. However, three main effects limit the maximum energy to which CR can be accelerated by relativistic shocks (Bell et al., 2018): i) the steepness of the CR spectrum, ii) the small-scale of magnetic turbulence, and iii) the perpendicular geometry of relativistic shocks. When these effects are taken into account, the CR maximum energy is significantly smaller than E_{Hillas} . This result has important consequences for determining the maximum energy of CR accelerated in the hotspots of FR II galaxies.

Hotspots are the downstream region of the jet reverse shock, where electrons accelerated by the shock emit synchrotron radiation. The state-of-the-art of DSA in hotspot is a phenomenological picture where the acceleration process finishes when electrons emit their energy by synchrotron radiation and protons escape from the source with an energy $\sim E_{\text{Hillas}}$. Based on theoretical considerations and observational analysis of a sample of sources observed with high spatial resolution, Araudo et al. (2016) demonstrated that neither synchrotron losses nor escape constrain the maximum energy of particles accelerated in the termination shock of AGN jets. In the new scenario proposed in Araudo et al. (2016) and confirmed by a deeper study of the primary hotspot in the nearest FR II galaxy Cygnus A (Araudo et al., 2018), the acceleration process ceases because the magnetic field is perpendicular downstream of the jet re-

verse shock. The turbulent field has to be amplified within one CR Larmor radius downstream of the shock for effective scattering before accelerated particles are advected far downstream (Bell et al., 2018). This result is very robust and predicts CR maximum energies of ~ 1 TeV for typical parameters in hotspots.

In the present invited report we review the latest results on DSA and MFA in relativistic (perpendicular) shocks. By combining plasma physics, numerical simulations, and high resolution observational data from hotspots in FR II radiogalaxies, it was shown that perpendicular jet termination shocks are unable to accelerate UHECRs. The paper is organized as follows: in Section 2. we provide a brief description of DSA and in Section 3. we review the most important aspects of MFA by Bell instabilities. After these two introductory sections, we concentrate on the termination region of AGN jets. In Section 4. we demonstrate that the maximum energy of electrons cannot be constrained by synchrotron cooling in the hotspots of FR II radiogalaxies, and in Section 5. we propose that the maximum energy of electrons and protons is determined by the geometry of the magnetic field. We conclude in Section 6.. Gaussian-cgs units are used throughout the paper.

2. Diffusive shock acceleration

Diffusive shock acceleration is the most popular mechanism to convert bulk kinetic energy into a non-thermal distribution of relativistic particles (see Bell, 2014, for a review). Particles diffuse upstream and downstream of the shock by being scattered by plasma instabilities generated by particles itself. In the shock upstream region with diffusion coefficient $D_u = \lambda_u c/3$, particles diffuse up to a maximum distance $l_p \sim D_u/v_{\text{sh}}$ ahead of the shock. Relativistic particles spend on average a time $\sim l_p/v_{\text{sh}}$ in each cycle and the time required for a particle to achieve an energy E is $t_{\text{acc}} \sim 3(rD_u + r^2D_d)/[(r-1)v_{\text{sh}}^2]$, where D_d is the downstream diffusion coefficient (Lagage & Cesarsky, 1983) and $r = 4 - 7$ is the adiabatic compression factor. The acceleration timescale can be written as

$$\frac{t_{\text{acc}}}{\text{s}} \sim 10^3 \left(\frac{D}{D_{\text{Bohm}}} \right) \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right) \left(\frac{B_d}{100 \mu\text{G}} \right)^{-1} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{c/3} \right)^{-2}, \quad (2)$$

where $D_{\text{Bohm}} = r_g c/3$ is the Bohm diffusion coefficient. We can see that DSA is efficient in a shock with velocity v_{sh} when the perturbed magnetic field is large and $D \sim D_{\text{Bohm}}$.

Accelerated electrons (e) and protons (p) are injected in the shock downstream region following a power-law energy distribution** $N_{e,\text{cr}} = K_{e,\text{cr}} E_{e,\text{cr}}^{-p}$, where $E_{e,\text{cr},\text{min}} \leq E_{e,\text{cr}} \leq E_{e,\text{cr},\text{max}}$ and $p \sim 2 - 2.5$. The normalization constant can be written as $K_{e,\text{cr}} = U_{e,\text{cr}}/\phi_{e,\text{cr}}$, where U_e and U_{cr} are the total energy densities in non-thermal electrons and protons, respectively, and

$$\phi_{e,\text{cr}} = \begin{cases} \log \left(\frac{E_{e,\text{cr},\text{max}}}{E_{e,\text{cr},\text{min}}} \right) & p = 2 \\ \frac{E_{e,\text{cr},\text{max}}^{2-p} - E_{e,\text{cr},\text{min}}^{2-p}}{2-p} \sim \frac{E_{e,\text{cr},\text{min}}^{2-p}}{p-2} & p > 2. \end{cases} \quad (3)$$

**Detailed models of the particles energy distribution consider also an exponential cutoff, i.e. $N \propto E^{-p} e^{-E/E_{\text{max}}}$.

The acceleration efficiency of particles with energy $E_{e,cr}$ is

$$\eta_{E_{e,cr}} = \left(\frac{\eta_{e,cr}}{\phi_{e,cr}} \right) E_{e,cr}^{-p+2}, \quad (4)$$

where $\eta_{e,cr} = U_{e,cr}/U_{kin}$ is total acceleration efficiency and $U_{kin} = nm_p v_{sh}^2/2$ is the kinetic energy density of a plasma with density n and velocity $\sim v_{sh}$. Note that the acceleration efficiency is the same in any energy decade when $p = 2$, but $\eta_{E_{e,cr}}$ decreases at higher energies when $p > 2$.

The non-thermal electrons minimum energy $E_{e,min}$ cannot be smaller than the energy of the heated plasma downstream of the shock, i.e. $E_{e,min} > K_B T_d$, where K_B is the Boltzmann constant and T_d is the temperature downstream of the shock. From the Rankine-Hugoniot condition we find that $K_B T_d \sim 0.1(v_{sh}/c/3)^2$ GeV and therefore $\gamma_{e,min} = E_{e,min}/m_e c^2 > 50$. On the other hand, $E_{cr,min} \sim 1$ GeV is usually assumed. In the termination shocks of AGN jets (and in SNRs), the maximum energy of relativistic electrons, $E_{e,max}$, is inferred from the cutoff of the synchrotron spectrum ν_c .

2.1. The cutoff of the synchrotron spectrum

Synchrotron emission is very useful to study non-thermal processes in astrophysical sources. For instance, the cutoff of the synchrotron spectrum, ν_c , tells us that the maximum energy of non-thermal electrons is

$$\frac{E_{e,max}}{\text{TeV}} \sim 0.2 \left(\frac{\nu_c}{10^{14} \text{ Hz}} \right)^{0.5} \left(\frac{B_d}{100 \mu\text{G}} \right)^{-0.5}. \quad (5)$$

In the case that $E_{e,max}$ is constrained by synchrotron cooling, i.e. when the acceleration timescale t_{acc} equals the synchrotron cooling timescale

$$\frac{t_{synchr}}{s} \sim 5 \times 10^{10} \left(\frac{E}{\text{TeV}} \right)^{-1} \left(\frac{B_d}{100 \mu\text{G}} \right)^{-2}, \quad (6)$$

we find that the diffusion coefficient is

$$\frac{D}{D_{Bohm}} \sim 10^7 \left(\frac{v_{sh}}{c/3} \right)^2 \left(\frac{\nu_c}{10^{14} \text{ Hz}} \right)^{-1}. \quad (7)$$

In supernova remnants, where $\nu_c = 10^{16} - 10^{18}$ Hz and $v_{sh} \sim c/30$ (e.g. Bamba et al., 2005; Parizot et al., 2006), D takes the minimum value $\sim D_{Bohm}$ (e.g. Stage et al., 2006) and therefore the acceleration process is very efficient (Reville & Bell, 2013). On the other hand, D cannot be larger than a certain value imposed by plasma physics. We will see in Section 4.1. that $10^7 D_{Bohm}$ exceeds this limit.

2.2. The spatial extent of the synchrotron emission

The magnetic field in the synchrotron emitter can be estimated by equating the synchrotron cooling length of ν -emitting electrons in the fast cooling regime,

$$\frac{l_{synchr}}{\text{kpc}} \sim 23 \left(\frac{v_{sh}}{c/3} \right) \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{B_d}{100 \mu\text{G}} \right)^{-\frac{3}{2}}, \quad (8)$$

and the spatial extent of the synchrotron emission at ν . For instance, by comparing l_{synchr} and the width $l_X \sim 0.1 - 1$ pc of the synchrotron X-ray filaments in the historical supernova remnants Cassiopeia A and SN 1006, Vink & Lamming (2003) and Berezhko et al.

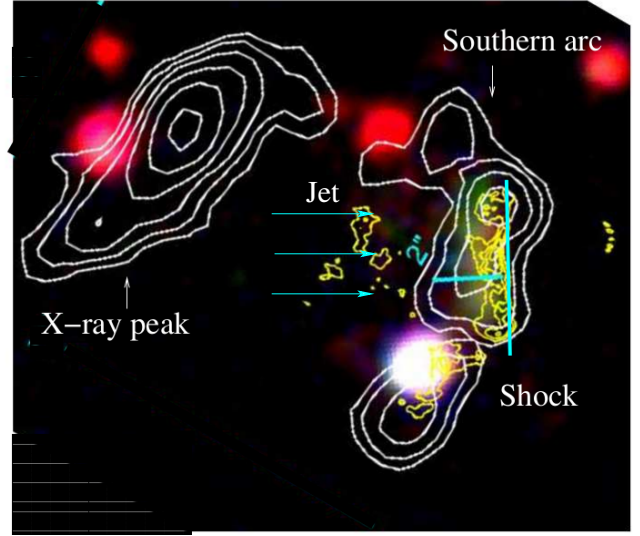


Figure 2: Hotspot at the southern jet of the FR II galaxy 4C74.26. White and yellow contours are X-rays and (MERLIN) radio data, respectively. Red and green correspond to IR and optical, respectively. One arcsecond represents 1.887 kpc on the plane of the sky at the location of the source ($z = 0.104$). Adapted from Erlund et al. (2010).

(2003) founded that the magnetic field is $\sim 100 \mu\text{G}$, similar to the value in equipartition with non-thermal particles. However, this value of the magnetic field downstream of the forward shock is about 100 times larger than the field in the interstellar medium, indicating that the magnetic field is amplified. On the other hand, Pohl et al. (2005) suggested that the width of the X-ray emission is due to damping of the amplified magnetic field, instead of fast synchrotron cooling of the most energetic electrons accelerated by the shock.

Evidence of magnetic field amplification in the hotspots of FR II galaxies was founded by Araudo et al. (2015). By modeling the radio to X-ray emission in the southern hotspot of the radiogalaxy 4C74.26 (see Fig. 2), Araudo et al. (2015) concluded that the very thin radio emission detected with the high resolution MERLIN interferometer at 1.4 GHz traces out the region where the magnetic field is amplified by plasma instabilities, and damped at a distance ~ 0.1 kpc downstream of the shock. Magnetic field amplification in the west hotspot of the radiogalaxy Pictor A is also discussed by Isobe et al. (2017). See also Hardcastle & Krause (2014).

3. Magnetic field amplification by Bell instabilities

Bell (2004), based on a previous work by Bell & Lucek (2001), realized that a small perturbation in the magnetic field can grow fast enough to reach values much larger than the unperturbed magnetic field B_0 . In the simplest form of the NRH (Bell) instability, the CR Larmor radius in B_0 is much greater than the wavelength of field perturbations and therefore the streaming of

CRs with energy E_{cr} and carrying the electric current $j_{\text{cr}} \sim \eta_{E_{\text{cr}}} U_{\text{kin}} v_{\text{sh}} e / E_{\text{cr}}$ is undeflected. The force $\mathbf{j}_{\text{cr}} \times \mathbf{B}$ push the plasma creating cavities (of low plasma density and low magnetic field) with size s . The current act on the central of the spiral increasing it by pushing the plasma more and more and therefore the magnetic field lines are stretched and the magnetic field is amplified. This produces an increment in $\mathbf{j}_{\text{cr}} \times \mathbf{B}$ generating a positive feedback loop that drives the NRH instability and amplifies B even more. The instability saturates when $s \sim r_g$ and the force $\mathbf{j}_{\text{cr}} \times \mathbf{B}$ exceeds the magnetic tension, giving a saturation magnetic field*** $B_{\text{sat}}^2 / (8\pi) \sim \eta_{\text{cr}} U_{\text{kin}} v_{\text{sh}} / c$.

Numerical simulations show that ~ 10 e-foldings are required to amplify B by two orders of magnitude at the maximum rate Γ_{max} (Bell, 2004, 2005). Therefore, the condition for strong MFA is $\Gamma_{\text{max}} t \sim 10$, where t is related with the geometry and strength of the unperturbed magnetic field B_0 . Bell (2005) studied the case of MFA by NRH instabilities in arbitrary geometries. In the present contribution we only discuss parallel ($\mathbf{B}_0 \parallel \mathbf{v}_{\text{sh}}$) and perpendicular ($\mathbf{B}_0 \perp \mathbf{v}_{\text{sh}}$) shocks. In both cases, the maximum growth rate is $\Gamma_{\text{max}} \sim (j_{\text{cr}}/c) \sqrt{4\pi/\rho}$, where $\rho = m_p n$ (Bell, 2005; Riquelme & Spitkovsky, 2010; Matthews et al., 2017).

3.1. Parallel shocks

In parallel shocks, the available time to amplify the magnetic field and accelerate particles is the upstream diffusion timescale, $t_{\parallel} \sim \lambda_u / v_{\text{sh}}$, where the mean-free path can be written as $\lambda_u = r_g D_u / D_{\text{Bohm}}$. If $t_{\parallel} > R / v_{\text{sh}}$, i.e. $\lambda_u > R$, where R is the characteristic size of the source, then the condition for MFA is $\Gamma_{\text{max}} R / v_{\text{sh}} \sim 10$. This relationship allows us to estimate the CR maximum energy. Given that $\Gamma_{\text{max}} \propto j_{\text{cr}} \propto \eta_{E_{\text{cr}}}$, where the acceleration efficiency of E_{cr} -CRs is

$$\eta_{E_{\text{cr}}} = \begin{cases} \frac{\eta_{\text{cr}}}{\log(E_{\text{cr,max}}/E_{\text{cr,min}})} & p = 2 \\ \eta_{\text{cr}}(p-2) \left(\frac{E_{\text{cr}}}{\text{GeV}}\right)^{2-p} & p > 2, \end{cases} \quad (9)$$

we distinguish between cases with $p = 2$ and $p > 2$ to compute $E_{\text{cr,max}}$.

In the case with $p = 2$ and using typical parameters for SNRs, $\eta_{E_{\text{cr}}} \sim \eta_{\text{cr}}/14$, where we have considered that $\log(E_{\text{cr,max}}/E_{\text{cr,min}}) \sim 14$ when $E_{\text{cr,min}} = 1$ GeV and $E_{\text{cr,max}} = 1$ PeV. The maximum energy of CRs accelerated in SNRs is

$$\frac{E_{\text{cr,max}}^{\text{snr}}}{\text{PeV}} \sim 0.2 \left(\frac{\eta_{\text{cr}}}{0.3}\right) \left(\frac{R_{\text{snr}}}{10\text{pc}}\right) \left(\frac{n_{\text{ism}}}{\text{cm}^{-3}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{c/60}\right)^2, \quad (10)$$

where n_{ism} is the density of the medium where the SNR is propagating (Bell et al., 2013). We can see that historical supernova remnants with typical velocities $\sim 5000 \text{ km s}^{-1}$ cannot accelerate protons up to 3 PeV. Given that $E_{\text{cr,max}}^{\text{snr}} \propto v_{\text{sh}}^2 n_{\text{ism}}^{0.5}$ only young SNRs moving in dense environments with velocities larger than 10000 km s^{-1} would be able to accelerate protons up to the knee of the CR spectrum.

*** Given that the saturation field near the shock is probably due to the streaming of CRs with different energies, we use the total CR acceleration efficiency η_{cr} , instead of $\eta_{E_{\text{cr}}}$ to compute B_{sat} .

On the other hand, when $p > 2$ and using typical parameters for AGN jet termination shocks, the CR maximum energy is

$$\frac{E_{\text{cr,max},\parallel}}{\text{TeV}} \sim 20^{\frac{1.5}{p-1}} \left(\frac{\eta_{\text{cr}}}{0.1}\right)^{\frac{1}{p-1}} \left(\frac{R}{\text{kpc}}\right)^{\frac{1}{p-1}} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{c/3}\right)^{\frac{2}{p-1}} \left(\frac{n}{10^{-4}\text{cm}^{-3}}\right)^{\frac{1}{2(p-1)}}. \quad (11)$$

This relation also applies in low-magnetization perpendicular shocks, as we discuss below.

3.2. Perpendicular shocks

In perpendicular shocks where both the CR current \mathbf{j}_{cr} and \mathbf{B}_0 are in the plane of the shock and orthogonal to each other, the time available for the instability to grow is $t_{\perp} = r_{g0} / v_d$ during which the plasma flows through a distance r_{g0} in the downstream region at velocity $v_d \sim v_{\text{sh}}/4$. Therefore, the condition $\Gamma_{\text{max}} t_{\perp} > 10$ leads to an acceleration efficiency lower limit

$$\eta_{\perp} = 0.002 \left(\frac{v_{\text{sh}}}{c/3}\right)^{-2} \left(\frac{B_0}{\mu\text{G}}\right) \left(\frac{n}{10^{-4}\text{cm}^{-3}}\right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

By equating $\eta_{E_{\text{cr}}} = \eta_{\perp}$, where $\eta_{E_{\text{cr}}}$ is given by Eq. (9) and $p > 2$, the CR maximum energy in perpendicular shocks is

$$\frac{E_{\text{cr,max},\perp}}{\text{TeV}} = 0.6^{\frac{0.5}{p-2}} \left(\frac{p-2}{0.5}\right)^{\frac{0.5}{p-2}} \left(\frac{\eta_{\text{cr}}}{0.1}\right)^{\frac{1}{p-2}} \left(\frac{v_{\text{sh}}}{c/3}\right)^{\frac{2}{p-2}} \left(\frac{B_0}{\mu\text{G}}\right)^{\frac{-1}{p-2}} \left(\frac{n}{10^{-4}\text{cm}^{-3}}\right)^{\frac{1}{2(p-2)}}. \quad (13)$$

We can see that $E_{\text{cr,max},\perp} \ll 100 \text{ EeV}$, at least the unperturbed magnetic field is significantly smaller than $1 \mu\text{G}$. However, if B_0 is smaller than the critical value $B_{\text{crit}} = E_{\text{cr}}/eR$, where R is the size of the acceleration region (or the size of the source), the shock behaves as parallel and therefore the maximum energy is given by Eq. (11).

4. Hotspots

Hotspots are the downstream regions of the jet reverse shock in the termination region (see Figure 1). Electrons accelerated by the shock emit synchrotron radiation. The cutoff of the synchrotron spectrum is at IR-optical frequencies, i.e. $\nu_c = 10^{14} - 10^{15} \text{ Hz}$, indicating that the maximum energy of non-thermal electrons is $E_{e,\text{max}} \sim 0.2 \text{ TeV}$ (see Eq. 5). It is commonly assumed in the literature that $E_{e,\text{max}}$ is constrained by synchrotron cooling (e.g. Prieto et al., 2002; Werner et al., 2012; Zhang et al., 2010). In such a case, the diffusion coefficient has to be as large as $10^7 D_{\text{Bohm}}$ (see Eq. 7). However, Araudo et al. (2016) and Araudo et al. (2018) showed that such a large value of D is larger than the maximum value allowed by the microphysics of the plasma.

4.1. Hotspot microphysics

In a plasma with bulk Lorentz factor Γ_j , the ion skin depth in the shock downstream region is

$$\frac{c}{\omega_{pi}} \sim 10^9 \sqrt{\Gamma_j} \left(\frac{n_j}{10^{-4} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}} \text{ cm}, \quad (14)$$

where we assumed that the thermal protons Lorentz factor is $\sim \Gamma_j = 1.06$ (when $v_j = c/3$). On the other hand, the Larmor radius of thermal electrons with Lorentz factor $\bar{\gamma}_e$ is

$$\frac{r_g(\bar{\gamma}_e)}{\text{cm}} = 5 \times 10^8 \bar{\gamma}_e \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-1}. \quad (15)$$

Therefore, the ratio

$$\frac{r_g(\bar{\gamma}_e)}{c/\omega_{pi}} \sim \frac{\bar{\gamma}_e}{\Gamma_j} \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-1} \left(\frac{n_j}{10^{-4} \text{ cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (16)$$

shows that the thermal electron Larmor radius is generally larger than c/ω_{pi} in which case c/ω_{pi} is the smallest characteristic plasma scalelength.

The Larmor radius of electrons and protons with energy $E_{e,\text{max}}$ given by Eq. (5) is

$$\frac{r_g(E_{e,\text{max}})}{\text{cm}} \sim 10^{13} \left(\frac{\nu_c}{10^{14} \text{ Hz}} \right)^{0.5} \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-1.5} \quad (17)$$

and the mean-free path is $\lambda \sim r_g^2/s$, where s is the scale length of magnetic inhomogeneities. As we shown in the previous paragraph, c/ω_{pi} is the smallest characteristic plasma scalelength and we define $s_{\text{min}} = c/\omega_{pi}$. Therefore, upper-limit λ_{max} to the mean-free path of the most energetic electrons accelerated at the jet reverse shock is $\lambda_{\text{max}} = r_g^2(E_{e,\text{max}})/s_{\text{min}}$ and the maximum diffusion coefficient is $D_{\text{max}} = \lambda_{\text{max}} c/3$ giving

$$\frac{D_{\text{max}}}{D_{\text{Bohm}}} = 3 \times 10^4 \left(\frac{\nu_c}{10^{14} \text{ Hz}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-\frac{3}{2}} \left(\frac{n_j}{10^{-4} \text{ cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

By setting $D \leq D_{\text{max}}$, where D in Eq. (7) is the diffusion coefficient resulting from the assumption that $t_{\text{acc}} = t_{\text{synchr}}$, we find that the magnetic field has to be $B \leq B_{\text{max},s}$, where

$$\frac{B_{\text{max},s}}{\mu\text{G}} \sim \left(\frac{\nu_c}{10^{14} \text{ Hz}} \right) \left(\frac{v_{\text{sh}}}{c/3} \right)^{-\frac{4}{3}} \left(\frac{n_j}{10^{-4} \text{ cm}^{-3}} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (19)$$

In Fig. 3 we plot $B_{\text{max},s}$ for the cases of $n_j = 10^{-4}$ (blue-solid line) and 10^{-6} cm^{-3} (blue-dashed line). In Table 1 we list the values of $B_{\text{max},s}$ for specific values of ν_c . These small values of $B_{\text{max},s}$ would require a very large energy density in non-thermal electrons in order to explain the synchrotron flux measured at radio-wavelengths, as we show below.

4.2. Synchrotron emission from hotspots

By considering the synchrotron flux S_ν at frequency ν with specific luminosity $L_\nu = 4\pi d^2 S_\nu$ emitted in a volume V (see Table 1), the total energy density in relativistic electrons U_e can be written as

$$\frac{U_e}{\text{erg cm}^{-3}} \sim 10^{-9} \left(\frac{p-2}{0.5} \right)^{-1} \left(\frac{\gamma_{e,\text{min}}}{100} \right)^{2-p} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{\frac{p-3}{2}} \left(\frac{L_{\nu,41}}{\text{erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{V}{\text{kpc}^3} \right)^{-1} \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-\frac{p-1}{2}}. \quad (20)$$

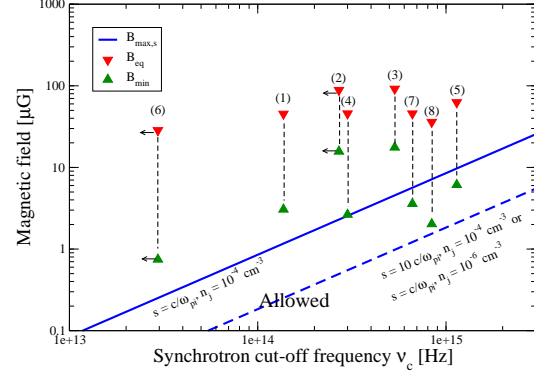


Figure 3: Upper limit $B_{\text{max},s}$ for the magnetic field imposed by the condition $D_{c,s} \leq D_{\text{max}}$ ($n_j = 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$: blue-solid line; $n_j = 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$: blue-dashed line). Triangles indicate the maximum (B_{eq} , red triangles down) and minimum (B_{min} , green triangles up) field for the sources in Mack et al. (2009); see Table 1.

The hotspot magnetic field is unknown. In the extreme assumption that $U_e = U_{\text{kin},j}$, where

$$\frac{U_{\text{kin},j}}{\text{erg cm}^{-3}} \sim 10^{-8} \left(\frac{v_j}{c/3} \right)^2 \left(\frac{n_j}{10^{-4} \text{ cm}^{-3}} \right) \quad (21)$$

is the kinetic energy density of jets**** with density n_j and velocity $v_j = c/3$ (e.g. Casse & Marcowith, 2005; Steenbrugge & Blundell, 2008), the minimum value of the magnetic field required to emit a luminosity $L_{\nu,41} = 10^{41} \text{ erg s}^{-1}$ at frequency ν in a volume V is

$$\frac{B_{\text{min}}}{\mu\text{G}} \sim 27^{\frac{3.5}{p+1}} \left(\frac{\gamma_{e,\text{min}}}{100} \right)^{\frac{4-2p}{p+1}} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{\frac{p-3}{p+1}} \left(\frac{L_{\nu,41}}{\text{erg s}^{-1}} \right)^{\frac{2}{p+1}} \left[\left(\frac{v_{\text{sh}}}{c/3} \right)^2 \left(\frac{p-2}{0.5} \right) \left(\frac{V}{\text{kpc}^3} \right) \left(\frac{n_j}{10^{-4} \text{ cm}^{-3}} \right) \right]^{\frac{-2}{p+1}}. \quad (22)$$

We compute $B_{\text{min},s}$ for Cygnus A (Pyrzas et al., 2015) and the sample of hotspots observed at radio with high spatial resolution, and with IR/optical observations frequencies by Mack et al. (2009), as is shown in Table 1 and Fig. 3 (green-triangles up). We can see that $B_{\text{max},s}$ (blue lines) is very small to explain the detected synchrotron flux in the GHz domain, at least very extreme conditions are assumed.

If we set the condition $B_{\text{min}} < B_{\text{max},s}$ we find that the jet density in the termination region has to be larger than $n_{j,\text{min}}$ tabulated in Table 1. We note however that values of n_j much larger than 10^{-4} cm^{-3} are not expected in the jet termination region. On the other hand, if the turbulence scale length is $s \sim c/\omega_{pi}$ the rapid decay of the amplified field will be in disagreement with the kpc-scale size of the synchrotron emitter.

****It is expected that ions from the jet formation region or from entrainment due to the interactions of the jet with stars (Komissarov, 1994; Hubbard & Blackman, 2006) and broad line region clouds (Araudo et al., 2010) dominate the jet dynamics at the termination region (see Araudo & Karas 2017 for a review).

Table 1: Physical parameters of the sources considered in this contribution. This table is adapted from Araudo et al. (2016) and Araudo et al. (2018).

Source	z	ν_c [10^{14} Hz]	α	p	ν [GHz]	L_ν [erg/s]	V [kpc ³]	B_{eq} [μ G]	B_{min} [μ G]	$B_{\text{max},s}$ [μ G]	$n_{j,\text{min}}$ [cm ⁻³]
(1) 3C 105S	0.089	1.37	0.75	2.5	8.4	1.42×10^{42}	1205.63	45.27	2.06	1.16	1.92×10^{-4}
(2) 3C 195N	0.110	<2.70	0.95	2.9	8.4	1.15×10^{41}	38.12	75.11	7.89	2.30	6.51×10^{-4}
(3) 3C 195S	0.110	5.34	1.00	3.0	8.4	1.71×10^{41}	33.58	91.76	12.45	4.55	3.42×10^{-4}
(4) 3C 227WE	0.086	3.00	0.65	2.3	8.4	3.19×10^{40}	19.26	45.63	1.74	2.55	6.78×10^{-5}
(5) 3C 227E	0.086	11.4	0.75	2.5	8.4	7.14×10^{40}	17.99	62.60	4.12	9.71	3.96×10^{-5}
(6) 3C 403W	0.059	<0.29	0.55	2.1	8.4	3.95×10^{40}	167.9	28.46	0.48	0.25	1.96×10^{-4}
(7) 3C 445N	0.056	6.63	0.85	2.7	8.4	2.18×10^{40}	29.36	45.60	2.47	5.65	3.97×10^{-5}
(8) 3C 445S	0.056	8.40	0.80	2.6	8.4	5.04×10^{40}	139.42	35.94	1.38	7.15	1.60×10^{-5}
Cygnus A	0.056	<5.00	0.72	2.44	43	9.00×10^{41}	0.36	390	300	2	1.36×10^{-4}

From the previous estimations we can conclude that the maximum energy of electrons is unlikely determined by synchrotron cooling.

5. Maximum energy of CRs in the hotspots

The maximum energy is ultimately constrained by the ability to scatter particles back and forth across the shock, and this depends on the geometry of the magnetic field, as we discussed in Section 3.. We consider that the reverse shock is perpendicular, given that relativistic shocks are characteristically quasi-perpendicular. Note however that shocks moving at $v_{\text{sh}} \sim c/3$ are mildly relativistic and therefore they may not be strictly perpendicular. Unfortunately, it is not possible to determine the geometry of the magnetic field in the hotspot using the polarization data available in the literature.

If $E_{e,\text{max}}$ is determined by the fundamental limit related with the geometry of the (unperturbed) magnetic field, the same constraint apply to ions giving $E_{\text{cr,max}} = E_{e,\text{max}}$ and therefore

$$\frac{E_{\text{cr,max}}}{\text{TeV}} \sim 0.2 \left(\frac{\nu_c}{10^{14} \text{ Hz}} \right)^{0.5} \left(\frac{B_d}{100 \mu\text{G}} \right)^{-0.5}. \quad (23)$$

5.1. Scalesize of the turbulent magnetic field

To accelerate particles up to an energy $E_{\text{cr,max}}$ in perpendicular shocks, the mean-free path in turbulent magnetic field in the shock downstream region, $\lambda_d \sim (E_{\text{cr,max}}/eB)^2/s$ has to be smaller than Larmor radius in B_0 in order to avoid the particles following the B_0 -helical orbits and cross-field diffusion ceasing (Kirk & Reville, 2010; Lemoine & Pelletier, 2010; Sironi et al., 2013; Reville & Bell, 2014). The condition $\lambda_d \lesssim r_{g0}$, where $r_{g0} = E_{\text{cr,max}}/(eB_0)$ is the Larmor radius in the ordered (and compressed) field[†] B_0 , is marginally satisfied when the magnetic-turbulence scale-length is $s = s_\perp$, where

$$s_\perp = \frac{E_{\text{cr,max}}}{eB} \left(\frac{B_0}{B} \right) \sim 7 \times 10^{11} \left(\frac{\nu_c}{10^{14} \text{ Hz}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{B_0}{\mu\text{G}} \right) \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-\frac{5}{2}} \text{ cm}. \quad (24)$$

[†]Hereafter B_0 is the unperturbed magnetic field in the shock downstream region.

Note that $s_\perp > c/\omega_{\text{pi}}$ which indicates that the magnetic field is probably not generated by the Weibel instability (with a characteristic scale length of c/ω_{pi}). Turbulence on a scale greater than c/ω_{pi} may be excited through the NRH instability, as we discuss below.

5.2. Strength of the unperturbed magnetic field

The distance over which CR currents are anisotropised downstream of the shock is proportional to E^2 . Hence the higher energy CR have more time to drive the NRH instability, and CR with energy $E_{\text{cr,max}}$ are predominantly responsible for generating the turbulence unless the CR spectrum is $p > 3$. The maximum CR energy $E_{\text{cr,max}}$ is that of CR whose anisotropy decays over a distance equal to their Larmor radius in the ordered component of the downstream magnetic field (Bell et al., 2018).

We discuss whether $E_{\text{cr,max}}$ -CRs have sufficient energy density to amplify the magnetic field via the NRH instability in a perpendicular shock. The acceleration efficiency of $E_{\text{cr,max}}$ -protons is

$$\eta_{E_{\text{cr,max}}} \sim (p-2) \left(\frac{U_e}{U_{\text{kin,j}}} \right) \left(\frac{E_{\text{cr,max}}}{\text{GeV}} \right)^{2-p}, \quad (25)$$

where we set $U_e = U_{\text{cr}}$ (see Section 2.), as expected in relativistic shocks. Therefore, to satisfy the condition $\eta_{E_{\text{cr,max}}} > \eta_\perp$ (Eq. 12) for efficient magnetic field amplification by the NRH-instability in a perpendicular shock, the jet (unperturbed) magnetic field has to be

$$\left(\frac{B_j}{\mu\text{G}} \right) < 2 \left(\frac{n_j}{10^{-4} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{B}{100 \mu\text{G}} \right)^{-1} \left(\frac{\nu_c}{10^{14} \text{ Hz}} \right)^{\frac{2-p}{2}} \left(\frac{\gamma_{e,\text{min}}}{100} \right)^{2-p} \left(\frac{\nu}{\text{GHz}} \right)^{\frac{p-3}{2}} \left(\frac{L_{\nu,41}}{\text{erg s}^{-1}} \right) \left(\frac{V}{\text{kpc}^3} \right)^{-1}. \quad (26)$$

In such a case CRs with energy $E_{\text{cr,max}}$ have sufficient energy density to generate NRH-turbulence on scale s_\perp and amplify the magnetic field by a factor $B/B_0 \sim 100$ in the hotspots of FR II radiogalaxies.

6. Conclusions

We review the latest theoretical and observational results on DSA and magnetic field amplification in rel-

ativistic perpendicular shocks. Very recent theoretical advances indicate that relativistic shocks are unable to accelerate UHECRs (Bell et al., 2018). On the other hand, high resolution data from the termination shocks of AGN jets also indicate that CRs are accelerated up to only 1 TeV and the magnetic field is amplified on scales larger than c/ω_{pi} .

The cutoff of the synchrotron spectrum in the hotspot of radiogalaxies is at IR/optical wavelengths implying that the maximum energy of electrons accelerated in the termination shocks is $E_{e,\text{max}} \sim 1$ TeV in a canonical magnetic field of $100 \mu\text{G}$. By setting the magnetic-turbulence scalelength s larger than the ion-skin depth c/ω_{pi} , we find that the magnetic field required to be $E_{e,\text{max}}$ determined by synchrotron cooling is smaller than the field required to explain the synchrotron radio emission. Therefore, we conclude that $E_{e,\text{max}}$ is not constrained by synchrotron cooling, as traditionally assumed. The maximum energy $E_{e,\text{max}}$ is ultimately determined by the scattering process. By assuming that the shock is quasi-perpendicular, particles cannot diffuse further than a distance r_{g0} downstream of the shock. To satisfy this condition, the magnetic turbulence scalelength has to be larger than about $100c/\omega_{\text{pi}}$, and therefore B is probably not amplified by Weibel instabilities.

On the other hand, the NRH instability amplify the magnetic field on scales larger than c/ω_{pi} and we show that NRH-modes generated by CRs with energies $E_{\text{cr,max}}$ can grow fast enough to amplify the perturbed magnetic field in the jet termination region and accelerate electrons and protons up to 1 TeV observed in the hotspots of radiogalaxies. The advantage of magnetic turbulence generated by the streaming of CRs is that B persists over long distances downstream of the shock, and therefore particles accelerated very near the shock can emit synchrotron radiation far downstream. Finally, if $E_{e,\text{max}}$ is determined by the diffusion condition in a perpendicular shock, the same limit applies to protons and therefore the maximum energy of ions is also ~ 1 TeV. As a consequence, relativistic shocks in the termination region of FR II jets are poor cosmic ray accelerators.

Acknowledgements: A.T.A. acknowledges the organizers of the 60th Annual Meeting of the Argentinian Astronomical Society and RAICES programme for their kind hospitality and financial support. The author thanks Tony Bell, Katherine Blundell, Vladimir Karas, Alexandre Marcowith, James Matthews, and Marco Padovani for inspiring discussions on CR, SNR, and AGN physics. This research is supported by the Czech Science Foundation (ref. 14-37086G) – “Albert Einstein Center for Gravitation and Astrophysics” in Prague, and the EU COST Action (ref. CA16104) “Gravitational waves, black holes and fundamental physics”.

References

Aab A., et al., 2017, *Science*, 357, 1266
 Araudo A. T., Karas V., 2017, in *Proceedings of RAGtime 17-19: Workshops on black holes and neutron stars*, 17-19/23-26 Oct., 1-5 Nov. 2015/2016/2017, Opava, Czech Republic, Z. Stuchlík, G. Török and V. Karas editors,

Silesian University in Opava, 2017, ISBN 978-80-7510-257-7, ISSN 2336-5676, p. 1-6. pp 1–6
 Araudo A. T., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2010, *A&A*, 522, A97
 Araudo A. T., Bell A. R., Blundell K. M., 2015, *ApJ*, 806, 243
 Araudo A. T., et al., 2016, *MNRAS*
 Araudo A. T., et al., 2018, *MNRAS*, 473, 3500
 Axford W. I., Leer E., Skadron G., 1977, *International Cosmic Ray Conference*, 11, 132
 Bamba A., et al., 2005, *ApJ*, 621, 793
 Bell A. R., Lucek S. G., 2001, *MNRAS*, 321, 433
 Bell A. R., et al., 2013, *MNRAS*, 431, 415
 Bell A. R., et al., 2018, *MNRAS*, 473, 2364
 Bell A. R., 1978, *MNRAS*, 182, 147
 Bell A. R., 2004, *MNRAS*, 353, 550
 Bell A. R., 2005, *MNRAS*, 358, 181
 Bell A. R., 2014, *Brazilian Journal of Physics*, 44, 415
 Berezhko E. G., Ksenofontov L. T., Völk H. J., 2003, *A&A*, 412, L11
 Blandford R. D., Ostriker J. P., 1978, *ApJL*, 221, L29
 Blandford R. D., Payne D. G., 1982, *MNRAS*, 199, 883
 Blandford R. D., Znajek R. L., 1977, *MNRAS*, 179, 433
 Casse F., Marcowith A., 2005, *Astroparticle Physics*, 23, 31
 Erlund M. C., et al., 2010, *MNRAS*, 404, 629
 Fanaroff B. L., Riley J. M., 1974, *MNRAS*, 167, 31P
 Hardcastle M. J., Krause M. G. H., 2014, *MNRAS*, 443, 1482
 Hillas A. M., 1984, *ARA&A*, 22, 425
 Hubbard A., Blackman E. G., 2006, *MNRAS*, 371, 1717
 Isobe N., et al., 2017, *ApJ*, 850, 193
 Kirk J. G., Reville B., 2010, *ApJL*, 710, L16
 Komissarov S. S., 1994, *MNRAS*, 269, 394
 Krymskii G. F., 1977, *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234, 1306
 Lagage P. O., Cesarsky C. J., 1983, *A&A*, 125, 249
 Lemoine M., Pelletier G., 2010, *MNRAS*, 402, 321
 Mack K.-H., et al., 2009, *MNRAS*, 392, 705
 Matthews J. H., et al., 2017, *MNRAS*, 469, 1849
 Parizot E., et al., 2006, *A&A*, 453, 387
 Pohl M., Yan H., Lazarian A., 2005, *ApJL*, 626, L101
 Prieto M. A., Brunetti G., Mack K.-H., 2002, *Science*, 298, 193
 Pyrzas S., Steenbrugge K. C., Blundell K. M., 2015, *A&A*, 574, A30
 Reville B., Bell A. R., 2013, *MNRAS*, 430, 2873
 Reville B., Bell A. R., 2014, *MNRAS*, 439, 2050
 Riquelme M. A., Spitkovsky A., 2010, *ApJ*, 717, 1054
 Sironi L., Spitkovsky A., Arons J., 2013, *ApJ*, 771, 54
 Stage M. D., et al., 2006, *Nature Physics*, 2, 614
 Steenbrugge K. C., Blundell K. M., 2008, *MNRAS*, 388, 1457
 Vink J., Laming J. M., 2003, *ApJ*, 584, 758
 Werner M. W., et al., 2012, *ApJ*, 759, 86
 Zhang J., et al., 2010, *ApJ*, 710, 1017



Oscilaciones de estrellas híbridas utilizando la aproximación de Cowling

I.F. Ranea-Sandoval^{1,2}, M. Mariani^{1,2}, O.M. Guilera^{3,4}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

³ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

⁴ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / iranea@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En el marco de la aproximación de Cowling, presentamos las frecuencias de los modos de oscilación f (fundamental), p_1 (primer modo de presión) y g (gravitacional) de las perturbaciones cuadrupolares de objetos compactos construidos utilizando diferentes ecuaciones de estado. Pondremos especial atención a las llamadas estrellas híbridas, compuestas por un núcleo de materia de quarks y una envoltura de materia hadrónica. En este contexto, la existencia del modo g ocurre únicamente de existir una transición de primer orden entre la fase hadrónica y la de quarks.

Abstract / Within the framework of the Cowling approximation, we present the frequencies of the f (fundamental), p_1 (first pressure) and g (gravitational) of quadrupolar oscillation modes of compact objects constructed using different equations of state. Special attention will be put in hybrid stars, formed by a quark core and a hadronic envelope. In this context, g modes are only present if a sharp first order phase transition occurs between hadronic and quark phases.

Keywords / stars: neutron — asteroseismology — equation of state

1. Introducción

Recientemente se han detectado por primera vez ondas gravitacionales de modo directo provenientes de la fusión de agujeros negros de masas estelares (Abbott et al., 2016a,b, 2017a; Abbott et al., 2017b) y de estrellas de neutrones (Abbott et al., 2017c) y su respectiva contraparte electromagnética (ver, por ejemplo, Abbott et al., 2017d). Con estas detecciones no solo se confirma otra de las predicciones de la teoría general de la relatividad sino que se abre una nueva ventana observacional, la astronomía de ondas gravitacionales.

Las estrellas de neutrones son laboratorios astrofísicos. Estudios teóricos y observacionales mancomunados pueden permitirnos obtener información detallada del comportamiento de la materia sometida a condiciones extremas.

Si bien la detección de estrellas de neutrones con masas $\sim 2M_\odot$ (Demorest et al., 2010; Antoniadis et al., 2013) impone fuertes restricciones a la ecuación de estado de la materia dentro de una estrella de neutrones, todavía existen muchas capaces de reproducir estas observaciones (ver, por ejemplo, Lattimer & Prakash, 2004). Mediciones precisas de las masas y los radios de este tipo de objetos permitirían comprender el comportamiento de la materia en el interior de estos objetos. Teniendo en cuenta que determinar el radio de este tipo de estrellas no es simple (ver Lattimer & Steiner, 2014, y referencias allí mencionadas), la búsqueda de otros observables que permitan extraer información relacionada con la física de la materia en el interior de este tipo de

estrellas resulta fundamental. Es en este punto que la detección de ondas gravitacionales provenientes de dichos objetos puede resultar de importancia central (ver, por ejemplo, Andersson et al., 2011; Lasky, 2015).

2. Ecuaciones de estado y transiciones de fase

Para este trabajo, construimos ecuaciones de estado (EdE) mixtas para modelar la materia en el interior de un objeto compacto. Para la corteza exterior utilizamos la famosa BPS desarrollada por Baym et al. (1971b); Baym et al. (1971a), para la corteza interior dos parametrizaciones diferentes de las conocidas aproximaciones relativistas de campo medio (RMF), la conocida como NL3 y la DD2, que incorpora constantes de acoplamiento dependientes de la densidad. Para el núcleo, donde asumimos la existencia de materia de quarks desconfiados, utilizamos una EdE basada en el Field Correlator Method (FCM) (ver, por ejemplo, Simonov & Trusov, 2007a,b; Mariani et al., 2017) y otra, denominada 2SC+s, basada en un modelo NJL local (ver, por ejemplo, Orsaria et al., 2013, 2014). La EdE del FCM queda caracterizada por dos parámetros: el potencial estático quark-antiquark asintótico, V_1 , y el condensado gluónico, G_2 . La EdE 2SC+s incorpora extrañeza y superconductividad de color en la fase 2SC y depende de los siguientes parámetros: la masa efectiva del quark s , las constantes de acoplamiento entre los diquarks, η_{qq} , y la constante de acoplamiento vectorial,

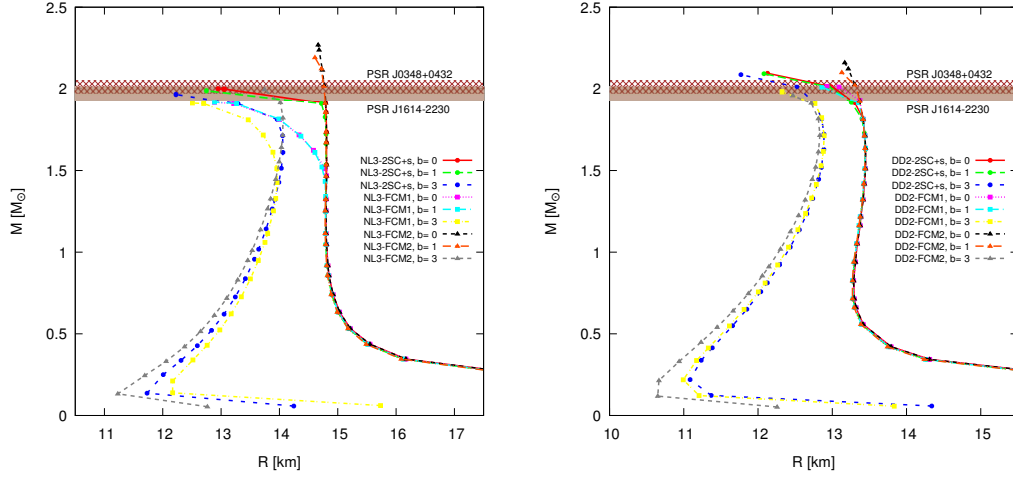


Figura 1: Panel izquierdo: Relación masa radio para diferentes EdE mixtas con parte hadrónica construida utilizando la parametrización NL3. Panel derecho: Idem pero utilizando la ecuación hadrónica DD2.

η_v (Ranea-Sandoval et al., 2017).

La naturaleza de la transición de fases entre la materia de quarks y la hadrónica depende fuertemente del valor de la tensión superficial entre ambas fases, cantidad cuyo valor no está apropiadamente determinado (ver Wu & Shen, 2017, y referencias allí mencionadas). En este trabajo estudiaremos transiciones de fase abruptas en las que hay una discontinuidad en la densidad de energía (construcción de Maxwell) y presentaremos, también, una mirada heurística para la construcción de una fase mixta, en la que hadrones y quarks libres coexisten (ver, por ejemplo, Alvarez-Castillo & Blaschke, 2015). Para construir esta fase mixta introduciremos funciones que interpolan suavemente por medio de aproximantes a la función escalón de Heaviside, donde el parámetro libre b caracteriza el suavizado. El caso $b = 0$ es equivalente a la construcción de Maxwell, mientras que valores mayores de b indican mayores suavizados, lo cual resulta en regiones de fase mixtas más extendidas dentro de la estrella. Presentamos algunos ejemplos de ecuaciones de estado utilizadas en este trabajo en el panel izquierdo de la Figura 1, mientras que en el panel derecho de la misma presentamos las correspondientes relaciones masa-radio obtenidas al resolver las ecuaciones de equilibrio hidrostático relativistas, las ecuaciones de TOV.

3. Oscilaciones en la aproximación de Cowling

El trabajo Thorne & Campolattaro (1967) dio comienzo a los estudios relacionados con las oscilaciones de estrellas relativistas. Para estudiar los modos de oscilaciones del fluido (g , de gravedad, f , el fundamental y p , de presión), se puede utilizar la aproximación de Cowling (ver, por ejemplo, Finn, 1988). Con esta aproximación se obtienen valores para las frecuencias de oscilación que difieren en menos de un 20 % con los obtenidos utilizando las ecuaciones linealizadas de la relatividad general (ver Vásquez Flores & Lugones, 2014, y referencias allí mencionadas). Es importante recordar que, en este formalismo, la aparición del modo g es un indicador inequívoco

de que la transición de fase entre materia hadrónica y de quarks es abrupta, ya que los mismos resultan completamente inhibidos si en la ecuación de estado no hay discontinuidades.

Para analizar las oscilaciones en el contexto de la aproximación de Cowling se debe, primero, a partir de la ecuación de estado, obtener la estructura de la estrella, resolviendo las ecuaciones de TOV. Sobre este fondo, se debe resolver un sistema de dos ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas y satisfacer una condición de contorno en el radio de la estrella. Para las ecuaciones de estado que presentan discontinuidades se agrega, en el radio donde ocurre dicha transición, un par de condiciones adicionales que deben satisfacer las funciones que describen a las perturbaciones. Aquellas frecuencias que satisfacen este conjunto de condiciones de contorno son las de los modos propios de oscilación de la estrella. Para resolver la integración de las ecuaciones diferenciales acopladas, implementamos un código numérico que realiza la integración utilizando el método predictor-corrector de Runge-Kutta-Fehlberg. Para obtener las frecuencias que satisfacen las condiciones de borde, aplicamos un método correctivo tipo Newton-Raphson acoplado con el método de Ridders (dada las particularidades de las ecuaciones a resolver).

En el panel izquierdo de la Fig. 2 presentamos, para perturbaciones cuadrupolares, las frecuencias de oscilación del modo fundamental, f , del primer modo de presión, p_1 y (cuando está presente) del modo de gravedad, g , como función de la masa del objeto compacto para diferentes ecuaciones de estado híbridas, utilizando para la parte hadrónica la parametrización NL3. Mientras que en el panel derecho de la Fig. 2, hacemos lo propio pero utilizando la ecuación de estado DD2.

Las diferentes familias de modos de oscilación están claramente diferenciadas entre sí. Los modos g tienen frecuencias menores a 1 kHz, los modos f frecuencias ~ 1 kHz, mientras que el modo p_1 presenta frecuencias en el rango entre 2 – 6 kHz.

Las curvas presentadas en la Fig. 2 muestran que no hay diferencias cualitativas entre las frecuencias obte-

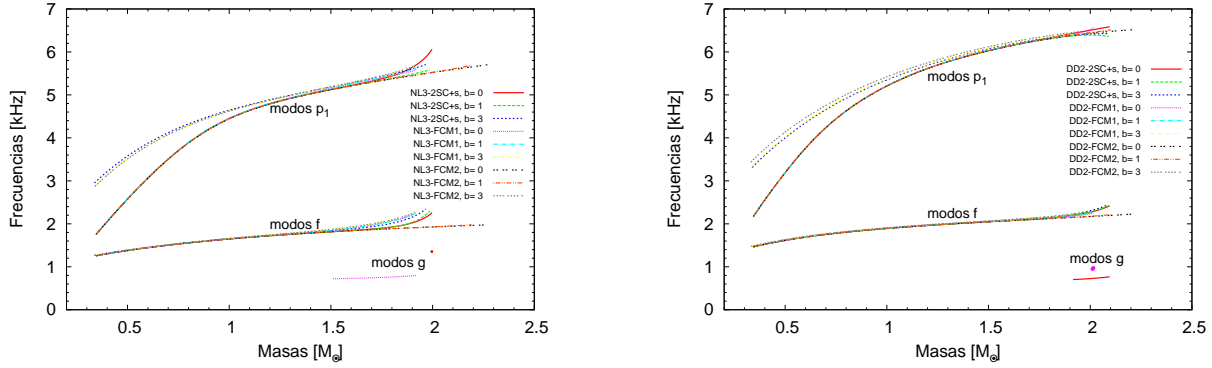


Figura 2: Panel izquierdo: Para la ecuación hadrónica NL3, se presentan las frecuencias de los modos g (cuando están presentes), f y p_1 para diferentes estrellas híbridas como función de la masa del objeto compacto. Panel derecho: Idem pero utilizando la ecuación hadrónica DD2.

nidas cuando se utiliza NL3 o DD2 como ecuación de estado para la parte hadrónica. También puede observarse que la aparición de materia de quarks en el núcleo de la estrella híbrida hace que las frecuencias del modo f aumenten en relación a las de una estrella puramente construida con materia hadrónica.

4. Conclusiones

Presentamos cálculos de los modos de oscilación g , f y p_1 de estrellas híbridas, utilizando la aproximación relativista de Cowling. Presentamos resultados obtenidos utilizando ecuaciones de estado híbridas construidas en base a las parametrizaciones NL3 y DD2 para la parte hadrónica y dos ecuaciones diferentes para la materia de quarks: el FCM y un modelo NLJ local con interacciones vectoriales que incorpora superconductividad de color en la fase 2SC. Para el tratamiento de la transición de fase, utilizamos la construcción de Maxwell y, además, presentamos un modelo heurístico para estudiar efectos asociados con la aparición de una fase mixta.

Detecciones de ondas gravitacionales provenientes de estrellas de neutrones permitirían superar las dificultades asociadas con la determinación del radio de este tipo de estrellas. Además, la detección de modos g serviría para arrojar luz sobre la naturaleza de la transición de fase entre la materia hadrónica y la de quarks: las estrellas de neutrones se vuelven verdaderos laboratorios astrofísicos.

Agradecimientos: Los autores quieren agradecer al Prof. Dr. Germán Lugones por sus aportes durante etapas iniciales de este trabajo y al Prof. Dr. Héctor Vucetich por mostrarnos las virtudes del método de Ridders. IFR-S y MM agradecen el aporte financiero de CONICET y la UNLP con los subsidios PIP-0714 y G140. OMG agradece el aporte financiero de CONICET y la UNLP con los subsidios PIP-0436 y G144.

Referencias

Abbott B. P., et al., 2016a, Physical Review Letters, 116,

241103
 Abbott B. P., et al., 2016b, Physical Review Letters, 116, 061102
 Abbott B. P., et al., 2017a, Physical Review Letters, 118, 221101
 Abbott B. P., et al., 2017b, Physical Review Letters, 119, 141101
 Abbott B. P., et al., 2017c, Physical Review Letters, 119, 161101
 Abbott B. P., et al., 2017d, The Astrophysical Journal Letters, 848, L12
 Alvarez-Castillo D. E., Blaschke D., 2015, Physics of Particles and Nuclei, 46, 846
 Andersson N., et al., 2011, General Relativity and Gravitation, 43, 409
 Antoniadis J., et al., 2013, Science, 340, 6131
 Baym G., Bethe H. A., Pethick C. J., 1971a, Nuclear Physics A, 175, 225
 Baym G., Pethick C., Sutherland P., 1971b, ApJ, 170, 299
 Demorest P., et al., 2010, Nature, 467, 1081
 Finn L. S., 1988, MNRAS, 232, 259
 Lasky P. D., 2015, Publications of the Astronomical Society of Australia, 32, e034
 Lattimer J. M., Prakash M., 2004, Science, 304, 536
 Lattimer J. M., Steiner A. W., 2014, ApJ, 784, 123
 Mariani M., Orsaria M., Vucetich H., 2017, A&A, 601, A21
 Orsaria M., et al., 2013, Phys. Rev., D87, 023001
 Orsaria M., et al., 2014, Phys. Rev., C89, 015806
 Ranea-Sandoval I. F., et al., 2017, En preparación
 Simonov Y. A., Trusov M. A., 2007a, Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, 85, 598
 Simonov Y. A., Trusov M. A., 2007b, Physics Letters B, 650, 36
 Thorne K. S., Campolattaro A., 1967, ApJ, 149, 591
 Vázquez Flores C., Lugones G., 2014, Classical and Quantum Gravity, 31, 155002
 Wu X. H., Shen H., 2017, Phys. Rev. C, 96, 025802

Galaxias con formación estelar activa como emisores de radiación gamma

P. Kornecki¹, L.J. Pellizza¹, J.F. Albacete Colombo², G.J. Escobar¹, F.A. Fogantini¹

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

² Departamento de Investigación en Ciencias Exactas, Naturales e Ingeniería, UNRN, Argentina

Contacto / paulakx@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Las galaxias con formación estelar activa son las primeras fuentes γ extragalácticas cuya emisión total, o al menos una gran parte de ella, provendría de interacciones de rayos cósmicos acelerados en frentes de choque existentes en poblaciones estelares jóvenes y no de los núcleos galácticos activos. La evidencia más fuerte a favor de este hecho es la correlación cuasi-lineal entre la luminosidad de rayos γ de estas galaxias y distintos indicadores de su tasa de formación estelar. En el presente trabajo analizamos en detalle esta correlación, cuantificando la no-linealidad en las distintas bandas de energía que provee el catálogo de *Fermi*. Descartamos la linealidad con alto nivel de confianza y observamos posibles variaciones con la energía. Estos resultados abren nuevos interrogantes acerca del origen de la correlación. La respuesta requiere del desarrollo de modelos teóricos que describan la producción de rayos cósmicos en estas galaxias, y la emisión γ debida a la interacción de estos últimos con los campos de materia y radiación de las mismas.

Abstract / Star-forming galaxies are the first extragalactic sources whose total emission, or at least a large amount of it, comes from the cosmic rays interactions accelerated by shock fronts in a young stellar population environment but not from the active galactic nuclei. A strong evidence of this fact is the quasi-linear correlation between the γ -ray luminosity of these galaxies and different indicators of their star formation rate. In this work, we report a detailed analysis of this correlation, by quantifying its nonlinearity in the different energy bands provided by the *Fermi* catalog. We discarded the linearity with a high level of confidence and we observed possible variation with the energy. These results raise the question of the origin of the correlation, which answer required the development of theoretical models that describe the cosmic rays production inside these galaxies and the γ -ray emission due to the cosmic rays interacting with their matter and radiation fields.

Keywords / galaxies: star formation — gamma rays: galaxies — acceleration of particles

1. Introducción

Las galaxias con formación estelar activa (*star-forming galaxies*, SFGs) contienen una numerosa población de estrellas masivas y remanentes de supernova, los cuales se consideran actualmente los principales productores de rayos cósmicos (*cosmic rays*, CRs). Tienen además un medio interestelar denso y campos de radiación intensos, que al interactuar con los CRs pueden producir radiación γ (Rephaeli & Persic, 2014). En particular, las galaxias con brotes de formación estelar (*starburst galaxies*, SBGs) son notables por su eficiencia de formación de estrellas masivas, sus altas densidades de gas y sus intensos campos de radiación (Acero et al., 2009). La detección reciente de estas galaxias por *Fermi*, VERITAS y HESS las convierte en las primeras fuentes γ extragalácticas cuya emisión no proviene de núcleos activos (*active galactic nuclei*, AGNs), sino de su población estelar. La evidencia más fuerte a favor de este hecho es la correlación cuasi-lineal entre la luminosidad de rayos γ de estas galaxias e indicadores de su tasa de formación estelar (*Star Formation Rate*, SFR) como la luminosidad total en el infrarrojo (L_{FIR} [8-1000 μ m]), obtenida por Ackermann et al. usando datos del segundo catálogo de fuentes *Fermi* (2FGL; Nolan et al., 2012).

En este trabajo reexploramos la correlación de Ackermann et al. con datos más recientes del tercer catálogo de fuentes *Fermi* (3FGL; Acero et al., 2015), y extendemos el análisis a las distintas bandas de energía que provee el catálogo. Describimos además el desarrollo de modelos teóricos para explicar las correlaciones observadas.

2. Correlaciones entre las luminosidades γ e infrarroja de SFGs

Usando los datos del tercer catálogo de fuentes *Fermi* (3FGL; Acero et al., 2015) graficamos la relación entre la luminosidad total en rayos γ (de 0.1 a 100 GeV) y la luminosidad infrarroja (Gao & Solomon, 2004) para M82, NGC 253, NGC 4945, NGC 1068, SMC, LMC, M31, galaxias con formación estelar activa (ver Fig. 1), recreando lo realizado por Ackermann et al.. El ajuste de una ley de potencias ($\log L_\gamma = \alpha \log L_{FIR} + \beta$) resulta en $\alpha = 1.22 \pm 0.10$, en acuerdo con los resultados de Ackermann et al., y permite descartar la linealidad de la relación ($\alpha = 1$) con más del 97 % de confianza.

Analizamos la misma relación en las cinco bandas de energía que provee el catálogo de *Fermi* (0.1–0.3 GeV, 0.3–1 GeV, 1–3 GeV, 3–10 GeV y 10–100 GeV respec-

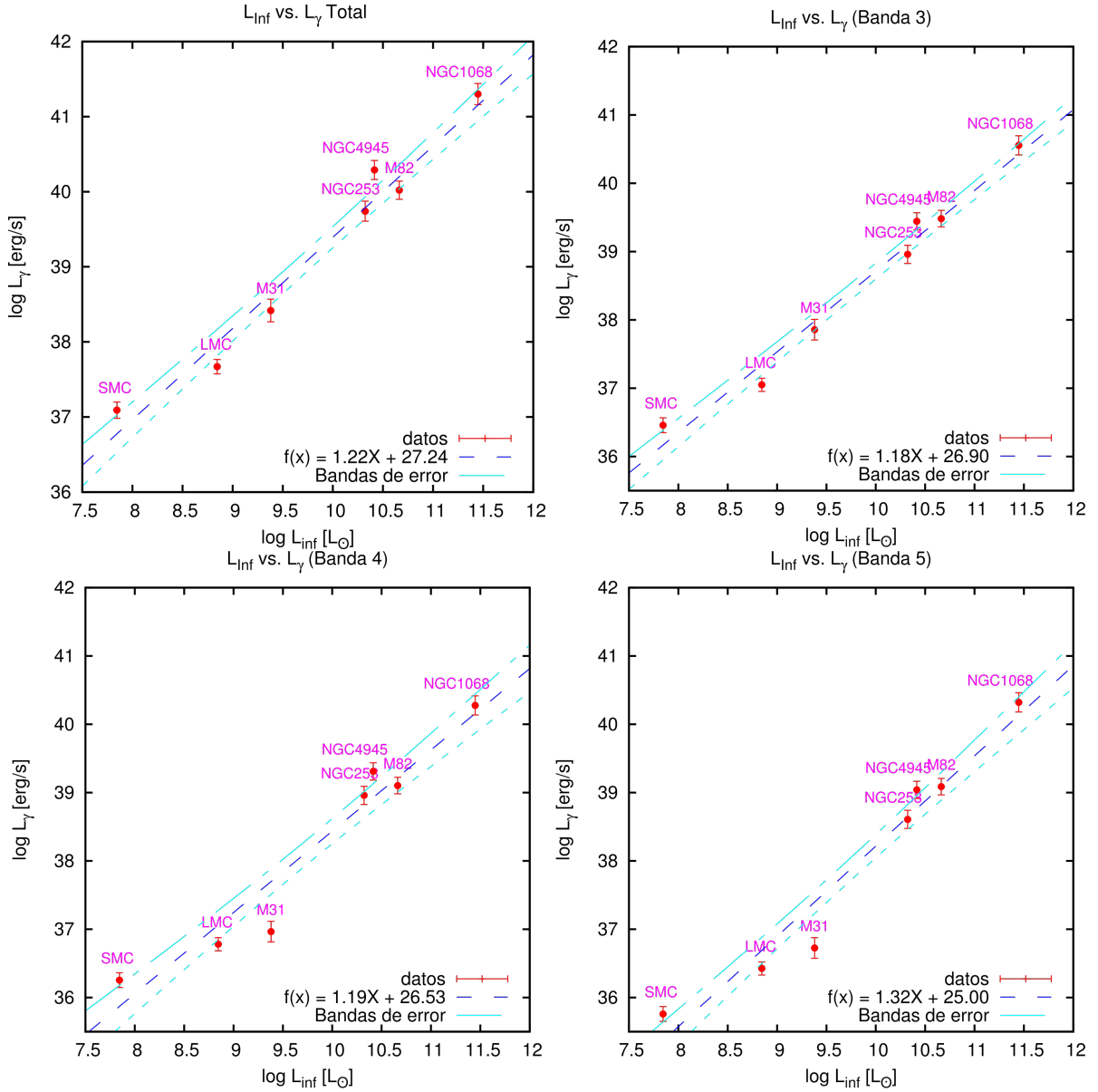


Figura 1: Luminosidad γ vs. luminosidad infrarroja para SFGs. En color azul se muestra el ajuste de una ley de potencias ($\log L_\gamma = \alpha \log L_{FIR} + \beta$) para la luminosidad total y las bandas 3, 4 y 5 del catálogo de *Fermi* (1–3 GeV, 3–10 GeV y 10–100 GeV respectivamente), en color celeste se muestran las bandas de error del ajuste y en puntos rojos los datos para las 7 galaxias.

tivamente), ver Tabla 1. Nuevamente la linealidad de la relación puede descartarse en cada banda, con al menos 86 % de confianza (en la mayoría de los casos por encima de 93 %). Dado que cada banda corresponde a una medición independiente de las demás, la probabilidad de que las pendientes observadas en las cinco bandas sean distintas a la unidad solamente como producto del azar es apenas del orden de 10^{-7} . Esta probabilidad es aún menor si consideramos que el signo de las fluctuaciones es el mismo en los cinco casos.

3. Modelos de emisión

Para comprender el origen de las correlaciones observadas es necesario modelar la emisión γ en SFGs. Para

Banda (GeV)	α	Error	Nivel de confianza
0.1–0.3	1.25	0.12	0.96 (2.1σ)
0.3–1	1.18	0.10	0.93 (1.8σ)
1–3	1.18	0.08	0.98 (2.2σ)
3–10	1.19	0.13	0.86 (1.5σ)
10–100	1.32	0.12	0.99 (2.7σ)
Total	1.22	0.10	0.98 (2.2σ)

Tabla 1: Índice α de la ley de potencias ajustada a la relación en la banda total y en las 5 bandas, su incerteza, y el máximo nivel de confianza con que puede descartarse la linealidad.

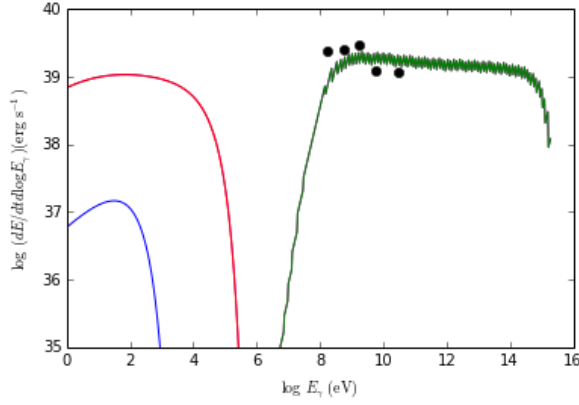


Figura 2: Distribución espectral de energía para la dispersión protón-protón inelástica (verde), sincrotrón de electrones y protones (rojo y azul, respectivamente), y observaciones *Fermi* de M82 (negro).

ello es necesario resolver la ecuación de transporte que gobierna la energética de las partículas que originan dicha emisión. Si tenemos en cuenta electrones y protones, y consideramos un término de inyección de partículas $Q(E)$ y de pérdidas $b(E)$ la ecuación de transporte resulta:

$$\frac{\partial N_i(E_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E_i}[b(E_i)N_i(E_i)] = Q(E_i) - \frac{N_i(E_i)}{t_{\text{esc}}} \quad (1)$$

donde $N_i(E_i)$ es la densidad volumétrica y espectral de partículas (con $i=1, 2$ para protones o electrones). Para una SFG asumimos que la producción de la radiación proviene de una región esférica de intensa formación estelar en el centro de la galaxia, con radio del orden de 0.3 kpc. Los procesos radiativos considerados para obtener las distribuciones espectrales de energía son: radiación sincrotrón con un campo de inducción magnética del orden de $1 \mu\text{G}$ en la región de formación estelar, y decaimiento de piones neutros producto de la interacción de protones relativistas con protones fríos del medio interestelar (con densidades del orden de 100 cm^{-3}). Además, tuvimos en cuenta el escape de las partículas de la región de aceleración por advección producida por los fuertes vientos que presentan estas galaxias, el enfriamiento adiabático y la transferencia de energía a protones térmicos en colisiones elásticas.

Para resolver la ecuación se utilizó un método de Euler explícito para la integración temporal, partiendo de una densidad nula para todas las partículas, hasta obtener un valor estacionario. Las derivadas respecto de la energía se calcularon mediante diferencias centradas. Las integrales requeridas por los términos de fuentes se calcularon por el método de los trapecios. El código numérico es modular y permite incluir cualquier proceso de enfriamiento. El problema fue resuelto seccionando la región de interés (aquella en la que actúan los mecanismos de aceleración y enfriamiento de las partículas relativistas) y trabajando en la aproximación donde los campos son uniformes y homogéneos en cada una de las secciones. En la Fig. 2 se muestra una distribución espectral preliminar del modelo para la galaxia M82.

4. Discusión y trabajo a futuro

Al extender el análisis de la correlación entre la luminosidad γ y la luminosidad infrarroja a las distintas bandas de energía, mostramos que la linealidad de la relación puede descartarse en cada banda, con al menos 85 % de confianza. La probabilidad de que las pendientes observadas en las cinco bandas sean distintas a la unidad por puro azar es muy pequeña. Este resultado implica que la emisión observada no es la simple suma de un conjunto de fuentes que trazan la formación estelar (e.g., estrellas masivas, remanentes de supernovas), sino que hay otros efectos cuya naturaleza es necesario explorar. Cabe destacar que el resultado es robusto a pesar de la baja estadística de la muestra. En este trabajo nos hemos restringido a las galaxias estudiadas por Ackermann et al., pero posteriormente se han reportado más detecciones de radiación gamma proveniente de SFGs como Circinus (Hayashida et al., 2013), NGC 2146 (Tang et al., 2014), Arp 220 (Peng et al., 2016). En un futuro trabajo pretendemos extender el análisis de la correlación entre la luminosidad γ y la luminosidad infrarroja incluyendo estas últimas detecciones.

La naturaleza de los efectos a explorar puede ser diversa. Podrían consistir en la existencia de otros tipos de fuentes de CRs, o en efectos de edad o metalicidad de las poblaciones estelares de las SFGs. Para investigarlos es necesario desarrollar modelos teóricos que describan la producción de rayos cósmicos en las galaxias con formación estelar activa, y la emisión γ de las mismas. En este trabajo se mostraron los primeros pasos en el desarrollo de dichos modelos. Nuestro modelo preliminar logró describir bien la emisión γ observada por el telescopio *Fermi* para el caso de M82. En el futuro, con el objeto de explicar las correlaciones observadas, realizaremos una exploración exhaustiva del espacio de parámetros de los modelos, e incluiremos dependencias de los mismos con las características básicas de las galaxias (SFR, metalicidad, etc.).

Referencias

- Acero F., et al., 2009, *Science*, 326, 1080
- Acero F., et al., 2015, *ApJS*, 218, 23
- Ackermann M., et al., 2012, *ApJ*, 755, 164
- Gao Y., Solomon P. M., 2004, *ApJS*, 152, 63
- Hayashida M., et al., 2013, *ApJ*, 779, 131
- Nolan P. L., et al., 2012, *ApJS*, 199, 31
- Peng F.-K., et al., 2016, *ApJL*, 821, L20
- Rephaeli Y., Persic M., 2014, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 256, 252
- Tang Q.-W., Wang X.-Y., Tam P.-H. T., 2014, *ApJ*, 794, 26



Gamma-ray emission from interactions between jets and BLR clouds

S. del Palacio^{1,2}, V. Bosch-Ramon³, G.E. Romero^{1,2}

¹ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

³ *Institut de Ciències del Cosmos, Universitat de Barcelona, España*

Contact / sdelpalacio@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Los blazares -nucleos galácticos activos en los que el *jet* apunta hacia nosotros- son las fuentes de rayos- γ detectadas más numerosas. Presentamos resultados preliminares de un modelo en el que nubes de alta velocidad que orbitan alrededor del núcleo galáctico penetran en el *jet* dando lugar a choques capaces de acelerar electrones relativistas; estos electrones emiten radiación γ al interactuar con los fotones provenientes de radiación térmica del disco reprocesada y re-emitida por las nubes de alta velocidad. De forma semianalítica calculamos la evolución dinámica de una nube dentro del *jet*, la distribución en energías de los electrones no-térmicos localmente acelerados, y la emisión en altas energías que éstos producen, teniendo en cuenta efectos relativistas. Analizamos la tasa de ocurrencia y duración de estas interacciones para dar cuenta de si son eventos discretos o continuos. Finalmente, comparamos los flujos predichos por nuestro modelo con las observaciones disponibles, y discutimos las implicancias en términos de eficiencia de aceleración de partículas y carga de masa en *jets* de blazares.

Abstract / Blazars -active galactic nuclei with a jet pointing towards the observer- are the most numerous γ -ray sources detected until date. In this work we show preliminary results of a model in which broad-line region (BLR) clouds penetrate in the jet, producing shocks capable of accelerating relativistic electrons; these electrons emit γ -rays when they interact with the photons coming from the BLR clouds. We calculate semi-analytically the dynamical evolution of a typical cloud inside the jet, the energy distribution of the locally accelerated electrons, and the high-energy emission the latter produce, taking into account relativistic effects. We estimate the duty-cycle of these interactions in order to find whether they occur as discrete events or almost continuous. We compare the observed γ -ray fluxes with the ones predicted by our model and discuss the implications in terms of particle acceleration efficiency and mass-loading in the blazar jets.

Keywords / gamma rays: galaxies — galaxies: active — radiation mechanisms: non-thermal

1. Introduction

The majority of the γ -ray sources detected by the *Fermi*/LAT instrument are associated with blazars, a type of active galaxies with powerful jets pointing directly at us (Ackermann et al., 2015). Flat-Spectrum Radio Quasars (FSRQs) are a subtype of the blazar population that present a rich environment surrounding the jet, including dense, high velocity clouds located at the broad line region (BLR). The spectral energy distribution (SED) of a blazar typically consists of two broad “humps”, one at low energies (X-R at most), presumably of synchrotron nature, and one at high energy (HE), most likely due to inverse Compton (IC) scattering of BLR photons. A detailed study of the emission properties of the blazar population has been recently published by Ghisellini et al. (2017).

Here we investigate whether the scenario of jet-BLR cloud interactions (JCI) can account for the observed blazar HE emission. We consistently model the dynamics of the interaction, the evolution of the energy distribution of the accelerated non-thermal (NT) particles, and the γ -ray output including relativistic effects between the emitting blob (i.e., the shocked jet material surrounding the shocked cloud) reference frame (BF)

and the observer reference frame (OF). Similar phenomenology is present in the NT emission from standing relativistic shocks of AGN jets interacting with stellar winds (e.g., Araudo et al., 2013; Vieyro et al., 2017) and microquasar jets interacting with stellar-wind clumps (Araudo et al., 2009; de la Cita et al., 2017).

2. Physical scenario

We revisit the model developed by Araudo et al. (2010) for γ -ray emission in FSRQs due to the penetration of dense BLR clouds into the jet. The impact of the relativistic jet in the cloud surface leads to the formation of two shocks, one in the cloud and another one -the bow shock- in the jet material. The later is suitable for the acceleration of NT particles (e.g., Araudo et al., 2009). We focus on the advanced stages of the JCI, which are particularly interesting for the case of jets aligned with the observer. The main effects to take into account are: i) the area of the bow shock increases due to the expansion of the blob inside the jet; ii) the IC cooling becomes more efficient when the blob reaches relativistic velocities because the BLR photon field is enhanced in the BF; iii) the emitted radiation is greatly enhanced in the

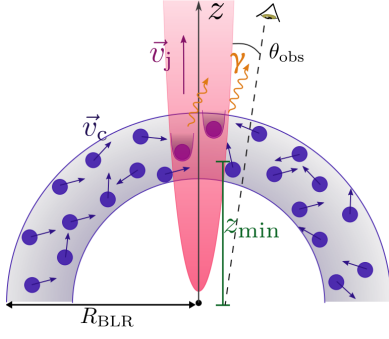


Figure 1: Schematic representation of the JCIs scenario.

Table 1: Model parameters in cgs units.

Parameter	Value
Jet luminosity [erg s ⁻¹]	$L_j = 2.5 \times 10^{46}$
Jet Lorentz factor	$\Gamma_j = 13$
Disk luminosity [erg s ⁻¹]	$L_d = 0.1 L_j$
BLR luminosity [erg s ⁻¹]	$L_{BLR} = 0.1 L_d$
BLR radius [cm]	$R_{BLR} = 1.6 \times 10^{17}$
BLR cloud radius [cm]	$R_{c,0} = 10^{13}$
BLR cloud number density [cm ⁻³]	$N_{c,0} = 10^{10}$
BLR cloud mass [g]	$M_c = 7 \times 10^{25}$
NT fraction (electrons)	$\xi_e = 10^{-1}$
Acceleration efficiency	$\eta_{acc} = 0.1$
Observing angle [rad]	$\theta_{obs} = 0.1$

OF due to Doppler-boosting. All these phenomena lead to a substantially larger γ -ray emission.

We consider a scenario in which the BLR consists of a large number ($> 10^6$, Dietrich et al., 1999) of clouds of similar size ($R_{c,0}$) and density ($N_{c,0}$), distributed spherically around the nucleus (e.g., Kaspi et al., 2007). The properties of the BLR are determined solely by its outer radius R_{BLR} and its luminosity L_{BLR} . These clouds re-process and re-emit a $\sim 10\%$ of the disk luminosity almost isotropically inside the BLR (Ghisellini & Tavecchio, 2009). Typical values for the BLR are presented in Tab. 1, as well as the adopted parameters in our model. A sketch of the scenario is shown in Fig. 1.

2.1. Dynamics

For clouds to fully penetrate into the jet, the shock must propagate in the cloud with a velocity smaller than the cloud spatial velocity. From this condition a minimum penetration height $z_{min} \sim 5 \times 10^{16}$ cm is derived (Araudo et al., 2010), while the maximum interaction height is $z_{max} \approx R_{BLR} \approx 3z_{min}$. We adopt an average value for the interaction, $z_{c0} = \sqrt{z_{max} z_{min}}$, and calculate the dynamical evolution of the blob inside the jet by considering that it is fixed to the shocked cloud surface. We solve the differential equation for the cloud Lorentz factor (Γ_c) given by Barkov et al. (2012). We consider that the blob expands isotropically with a velocity equal to the sound speed in the shocked cloud, and we fix the value of the magnetic field by assuming equipartition between the jet ram pressure and jet magnetic pressure in the BF. This assumption leads to an extreme value

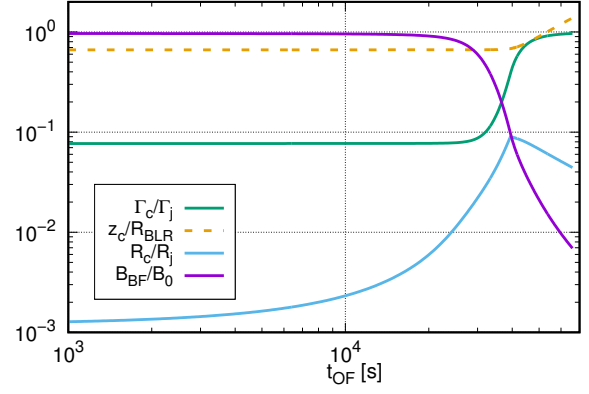


Figure 2: Dynamical evolution of a single JCI.

of the magnetic field of $B_{BF} \sim 200$ G, though it drops significantly (< 2 G) once the blob accelerates (Fig. 2). We transform the time intervals in the BF to the OF using Γ_c and the angle between the line-of-sight and the jet-axis, θ_{obs} . The blob expands rapidly until it reaches a size of $\sim 10\%$ of the jet radius, and it accelerates to $\Gamma_c > 2$ in close to 10^4 s in the OF, reaching $\Gamma_c \approx \Gamma_j$ after $\sim 5 \times 10^4$ s (Fig. 2).

2.2. Particle energy distribution, non-thermal emission, and γ -ray absorption

We consider that a fraction ξ_e of the available injected energy in the shock goes into accelerating relativistic electrons with an energy distribution $Q'(E') = KE'^{-p} \exp(-E'/E'_{max})$, with $p = 2$. The solution for the transport equation is $N'_e(E') = \dot{E}'^{-1} \int_{E'}^{E'_{max}} Q'_e(\tilde{E}') d\tilde{E}'$, with $\tilde{E}' = E'/t'_{cool}$, as it reaches a steady state for each time step. The energy densities of the disk and torus photon fields decrease in the BF by a factor $\sim \Gamma_c^2$, while the isotropic BLR photon field is enhanced by a factor $\sim \Gamma_c^2$. Therefore, the only relevant cooling mechanism during the late stages when $\Gamma_c \gg 1$ is external Compton with BLR photons (IC-BLR). We calculate the IC emission considering a monochromatic, homogeneous, and isotropic BLR photon field. For the stage when the emission is largest, the photon field is nearly mono-directional in the BF due to relativistic effects, and the IC-BLR interactions occur as head-on collisions.

γ -ray photons emitted at the shock can interact with ambient photons through the channel $\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-$, resulting in the annihilation of the emitted HE photon. This absorption process is more effective when the photons interact head-on and if the ambient photon field is intense. At first order, we can consider the γ -ray emission to be unabsorbed below ~ 30 GeV and totally absorbed above ~ 30 GeV, as γ -rays with energies between 30 GeV and \sim TeV emitted within R_{BLR} are completely absorbed in the BLR photon field (e.g., Abolmasov & Poutanen, 2017), and the torus radiation field is opaque to γ -rays with energies exceeding a few TeV for even larger distances (Donea & Protheroe, 2003).

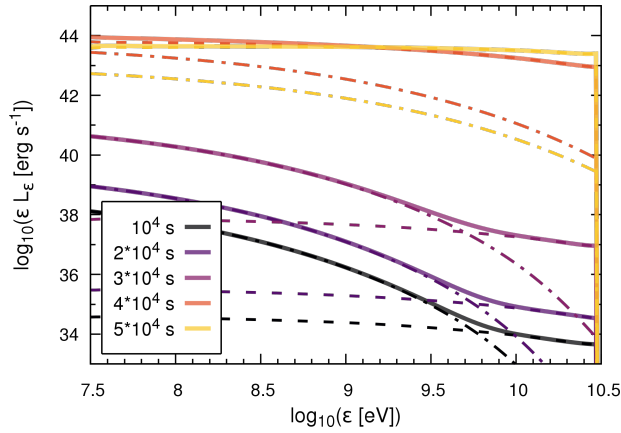


Figure 3: SEDs for different times in the OF. Dashed lines represent the IC component, dash-dotted the synchrotron component, and solid lines the sum of both.

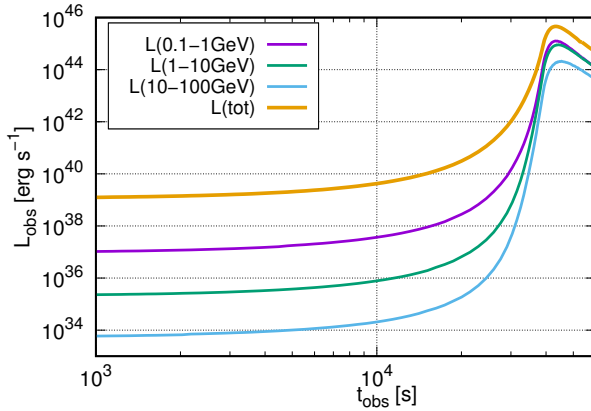


Figure 4: Lightcurves in the OF for different energy bands.

3. Results for a typical interaction

In Fig. 3 we show the time evolution of the synchrotron and IC SEDs. During the early stage, electrons cool down more efficiently through synchrotron, although this process hardly generates emission above 0.1 GeV. For later stages, IC-BLR dominates the radiative cooling and L_{IC} becomes larger than L_{sy} . The IC-BLR process is responsible for most of the emission in the 1 – 30 GeV energy band. Doppler boosting effects displace the SEDs a factor $\approx 2\Gamma_c$ to higher energies and enhance the flux by a factor $\approx (2\Gamma_c)^4$, i.e., almost 5 orders of magnitude during late stages. Thus, the Doppler boosting has a major impact in the observed SED.

In the OF, the emission from a single BLR cloud-jet interaction lasts for $t_{OF} \approx 5 \times 10^4$ s, with a sharp peak at $t_{OF} \approx 4 \times 10^4$ s (Fig. 4). The time averaged luminosity of the interaction in γ -rays with energies between 0.1 – 30 GeV is $\langle L_\gamma \rangle \approx 5 \times 10^{43}$ erg s $^{-1}$, with an average spectral index of ≈ -0.3 .

4. Interaction rates

In order to determine if the JCIs give rise to transient or steady emission, we need to take into account the rate at which the events occur and their duration. We define

the duty-cycle as $DC = \dot{N} t_{int,OF}$, where $\dot{N} \sim 3 \times 10^{-4}$ is the amount of clouds entering into the jet per unit time and $t_{int,OF}$ is the time during which the JCI is visible in the OF. We estimate \dot{N} taking into account the time of residence of clouds within the jet volume and the quantity of clouds inside the jet. The later depends on the jet solid angle, the minimum velocity required for a cloud to enter the jet, and the total number of clouds in the BLR, $N_{c,tot} \sim 10^6 - 10^8$ (which is not well constrained). In the OF, the interaction lasts $t_{int,obs} \sim 5 \times 10^4$ s, so $DC \sim 11$. Therefore, the emission we expect from JCI events is steady, with a typical variability timescale of $t_{int,obs}/DC \sim$ an hour, and a relative flickering amplitude $\sqrt{DC} \sim 3$. The expected luminosity is then DC times the luminosity of a single JCI, i.e., $\sim 10^{45}$ erg s $^{-1}$. This is close to the average emission detected from blazars with the assumed jet power (Ghisellini et al., 2017).

5. Discussion

Mainly under the assumption of a spherical BLR geometry, JCIs can account for a significant amount of the observed 0.1 – 30 GeV γ -ray emission from blazars if $\xi_e \sim 0.1$. However, the mass-loading rate produced by the multiple JCIs is not dynamically relevant as $NM_c \sim 1.5 \times 10^{22}$ g s $^{-1} \ll L_j/(\Gamma_j c^2) \sim 2 \times 10^{24}$ g s $^{-1}$. We note that, given the large number of clouds in the BLR and that the shocked cloud radius is $R_c \lesssim 0.1 R_j$ during most of the interaction time, the shocked clouds can occupy a significant portion of the jet section.

Acknowledgements: We thank the AAA scientific and local organizing committees for their work. This work is supported by ANPCyT (PICT 2012-00878), and by the Spanish Ministerio de Economía y Competitividad (MINECO/FEDER, UE) under grants AYA2013-47447-C3-1-P and AYA2016-76012-C3-1-P with partial support by the European Regional Development Fund (ERDF/FEDER), MDM-2014-0369 of ICCUB (Unidad de Excelencia ‘María de Maeztu’), and the Catalan DEC grant 2014 SGR 86. V.B.R. also acknowledges financial support from MINECO and European Social Funds through a Ramón y Cajal fellowship. This research has been supported by the Marie Curie Career Integration Grant 321520.

References

- Abolmasov P., Poutanen J., 2017, MNRAS, 464, 152
- Ackermann M., et al., 2015, ApJ, 810, 14
- Araudo A. T., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2009, A&A, 503, 673
- Araudo A. T., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2010, A&A, 522, A97
- Araudo A. T., Bosch-Ramon V., Romero G. E., 2013, MNRAS, 436, 3626
- Barkov M. V., et al., 2012, ApJ, 749, 119
- de la Cita V. M., et al., 2017, A&A, 598, A13
- Dietrich M., et al., 1999, A&A, 351, 31
- Donea A.-C., Protheroe R. J., 2003, Astroparticle Physics, 18, 377
- Ghisellini G., Tavecchio F., 2009, MNRAS, 397, 985
- Ghisellini G., et al., 2017, MNRAS, 469, 255
- Kaspi S., et al., 2007, ApJ, 659, 997
- Vieyro F. L., Torres-Albà N., Bosch-Ramon V., 2017, A&A, 604, A57

Producción y propagación de neutrones en *jets* de *microquasares*

G.J. Escobar¹, L.J. Pellizza¹, P. Kornecki¹, F.A. Fogantini¹, M.M. Reynoso¹, G.E. Romero¹

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICBA, Argentina

Contacto / gje245@gmail.com

Resumen / Una línea de investigación usual para abordar el estudio de la naturaleza y composición de los *jets* consiste en estudiar la energética de las poblaciones de partículas relativistas presentes en los mismos, y la radiación electromagnética emitida por ellas. La componente de neutrones energéticos, originados *in situ* por medio de interacciones de protones relativistas con materia o radiación, no se ha estudiado en *microquasares*. Estos neutrones, en parte por su decaimiento y en parte al interactuar con campos de materia y radiación, introducen fuentes para la producción de protones y electrones relativistas, redistribuyendo sus poblaciones a lo largo del *jet*. Al no interactuar con el campo de inducción magnética, los neutrones presentan una dinámica muy diferente a la de las partículas cargadas, pudiendo escapar más fácilmente de la región de aceleración y llevándose una fracción de la energía depositada en ellos previamente. En este trabajo introducimos la componente de neutrones relativistas en el estudio de la energética de partículas relativistas en *jets* de *microquasares*. Modelamos las distribuciones utilizando un modelo *One-Zone* para resolver las ecuaciones de transporte correspondientes.

Abstract / A usual investigation line to address the study of jets nature and composition is to determine the energetics of the relativistic particles populations which are present in the jet, and the electromagnetic radiation emitted by them. The neutron component, originated *in situ* through interactions of relativistic protons with matter or radiation, has not been studied in microquasars. The neutrons, when decaying or interacting with matter or radiation fields, introduce new relativistic electron and proton sources, distributing the latter populations along the jet. Since neutrons do not interact with magnetic fields, their dynamics are distinct to that of charged particles. This allows neutrons to escape from the acceleration region easier than other particles, taking an energy fraction away of the system. In this work we introduce the relativistic neutron component in the study of energetics of relativistic particles of microquasar jets. We model the spectral energy distributions with a *One-Zone* approximation to solve the appropriate transport equations.

Keywords / X-rays: binaries — radiation mechanisms: non-thermal — relativistic processes — stars: jets

1. Introducción

La composición de los *jets* es un problema abierto en el área de la Astrofísica Relativista, así como su mecanismo de lanzamiento. En general, se distinguen dos grupos de *jets*, clasificados según su composición: los *jets leptónicos* están compuestos principalmente por radiación electromagnética y pares electrón-positrón, mientras que los *jets hadrónicos* son un plasma de protones y electrones térmicos, con una componente relativista (Romero & Vila, 2014). Los neutrones pueden producirse solo en estos últimos, por lo que el estudio esta componente podría ayudar a identificar *jets* hadrónicos, mediante evidencias observacionales distintivas predichas por los modelos. Además, las interacciones de neutrones con otros campos de materia y sucesivos decaimientos puede producir neutrinos, agregando un observable de diferente naturaleza que la radiación electromagnética. En este trabajo obtuvimos las distribuciones espectrales de energía y las densidades de las poblaciones de partículas relativistas al introducir la componente neutrónica, aún no estudiada en *jets* de *microquasares*.

En la Sec. 2. describimos el modelo de *jet* utilizado para calcular las distribuciones espectrales de energía.

Los métodos numéricos empleados para resolver las ecuaciones de transporte correspondientes se describen en la Sec. 3.. Finalmente, se muestran y discuten los resultados en la Sec. 4..

2. Modelo

Para estudiar los efectos de una componente de neutrones, en la ecuación de transporte que gobierna la energética de las partículas debemos acoplar las respectivas fuentes y sumideros que estos introducen en las distintas poblaciones (un esquema similar se encuentra en Atoyan & Dermer 2003, para interacciones protón-fotón). Resulta así, un sistema de ecuaciones de transporte acopladas para las partículas de interés. Si tenemos en cuenta electrones, protones y neutrones, las ecuaciones de transporte resultan:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E_e} [b_p N_e] &= Q_e + \Lambda_{n \rightarrow e} - \frac{N_e}{t_{\text{esc}}}, \\ \frac{\partial N_p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E_p} [b_p N_p] &= Q_p + \Lambda_{n \rightarrow p} - \Lambda_{pp \rightarrow n} - \frac{N_p}{t_{\text{esc}}}, \\ \frac{\partial N_n}{\partial t} &= \Lambda_{pp \rightarrow n} - \Lambda_{n \rightarrow \{e,p\}} - \frac{N_n}{t_{\text{esc}}}, \end{aligned} \quad (1)$$

Tabla 1: Parámetros del modelo de *jet*.

Parámetro	Valor
Potencia del <i>jet</i>	$1 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$
Distancia a la base de la región	$1 \times 10^8 \text{ cm}$
Distancia al fin de la región	$5 \times 10^8 \text{ cm}$
Factor de Lorentz del <i>jet</i>	1.5
Eficiencia de aceleración	0.1
Índice espectral de la inyección	2.2

donde, en todos los casos, los subíndices e , p y n corresponden a electrones, protones y neutrones, respectivamente. Las distintas cantidades dependen de la energía de la partícula correspondiente. Así, las tasas de pérdida de energía están dadas por $\left|\frac{dE}{dt}\right|_i = b_i = b_i(E_i)$, las densidades espectrales de partículas por $N_i = N_i(E_i)$, y las fuentes de partículas inyectadas en el *jet* con $Q_j = Q_j(E_j)$, siendo $i = e, p, n$ y $j = e, p$. Representamos a estas fuentes como una ley de potencias en la energía: $Q_{\{e,p\}}(E_{\{e,p\}}) = Q_{0\{e,p\}} E^{\alpha_{\{e,p\}}}$, donde $\alpha_{\{e,p\}}$ es el índice espectral de la distribución. Los términos $\Lambda_{n \rightarrow e}$ y $\Lambda_{n \rightarrow p}$ corresponden a la producción de electrones y de protones, respectivamente, debido al decaimiento de los neutrones relativistas (por unidad de tiempo y para un intervalo de energía del neutrón entre E_n y $E_n + dE_n$), mientras que $\Lambda_{pp \rightarrow n}$ corresponde a la producción de neutrones producto de la interacción $p+p \rightarrow p+n+\pi^++\dots$ y $\Lambda_{n \rightarrow \{e,p\}}$ al sumidero de neutrones debido al decaimiento $n \rightarrow p + e + \bar{\nu}_e$.

El modelo de *jet* en este trabajo se basa en el desarrollado por Romero & Vila (2008) para *microquasares* galácticos. En este modelo se supone que los *jets* están poblados tanto por electrones como por protones relativistas. La región de aceleración se divide en 10 secciones equiespaciadas en distancia. Los parámetros del modelo utilizados se muestran en la Tabla 1. Los procesos radiativos que hemos considerado para obtener las distribuciones espectrales de energía son radiación sincrotrón con el campo de inducción magnética del *jet* y decaimiento de piones neutros producto de interacciones protón-protón. Además, consideramos las pérdidas de energía debidas al escape de partículas de la región de aceleración y el decaimiento de las mismas, así como la variación de energía por pérdidas adiabáticas.

3. Método numérico

La resolución numérica de las ecuaciones de transporte se llevó a cabo dividiendo la región de interés (aquella en la que actúan los mecanismos de aceleración y enfriamiento de partículas relativistas) en varias secciones, y resolviendo dichas ecuaciones en cada una de ellas en la aproximación *One-Zone*. Esto permite introducir al modelo dependencias funcionales con la posición de las distintas cantidades en juego, como el campo magnético del *jet*, la inyección de partículas relativistas o la densidad de partículas térmicas.

Se utilizó un método de Euler explícito para la integración temporal, partiendo de una densidad nula para todas las partículas, e integrando hasta obtener una distribución estacionaria. Las derivadas respecto de la

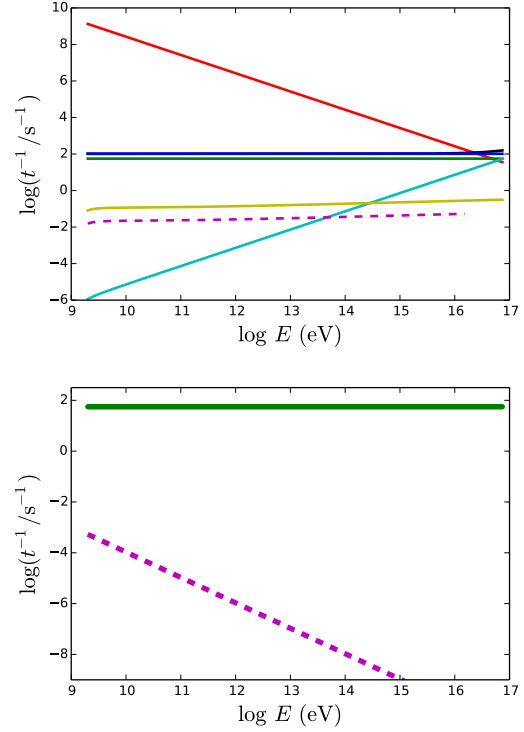


Figura 1: *Panel superior*: tasas de pérdidas y aceleración de protones. Se muestran las pérdidas por sincrotrón (celeste), por interacción protón-protón (amarillo), por conversión de protones en neutrones (magenta), la tasa de escape (verde), y las pérdidas por advección (azul), que dominan en casi todo el rango de interés. *Panel inferior*: tasas de decaimiento (magenta) y de escape (verde) de neutrones.

energía de las mismas se calcularon mediante diferencias centradas. Las integrales requeridas por los términos de fuentes se calcularon por el método de los trapecios. Se eligió usar métodos sencillos para poder escribir un código numérico modular, que permitiera incluir cualquier proceso de enfriamiento, pérdida o fuente arbitrario.

4. Resultados y discusión

Las tasas de pérdidas y aceleración obtenidas para protones se muestran en la Fig. 1. La energía máxima que alcanzan estas partículas es del orden de 10^{16} eV . En la Fig. 2 se muestran las densidades espectrales de protones y neutrones relativistas, en estado estacionario. Se observa que las densidades de neutrones son 4 – 5 órdenes de magnitud menores a las de protones, para cada sección de la región de interés.

Las distribuciones espectrales de energía del *jet* se muestran en la Fig. 3. Hasta energías del orden de 10^{14} eV la SED está dominada por radiación sincrotrón, mientras que a partir de este valor domina la radiación producto de colisiones protón-protón.

Los neutrones que escapan de la región de aceleración decaerán luego de un tiempo $t_d \approx (E_n/m_n c^2)t_0$, donde $t_0 \approx 887.5 \text{ s}$ es el tiempo de decaimiento característico de un neutrón en reposo. Estos, al decaer, depositan protones energéticos (con 99 % de la energía del

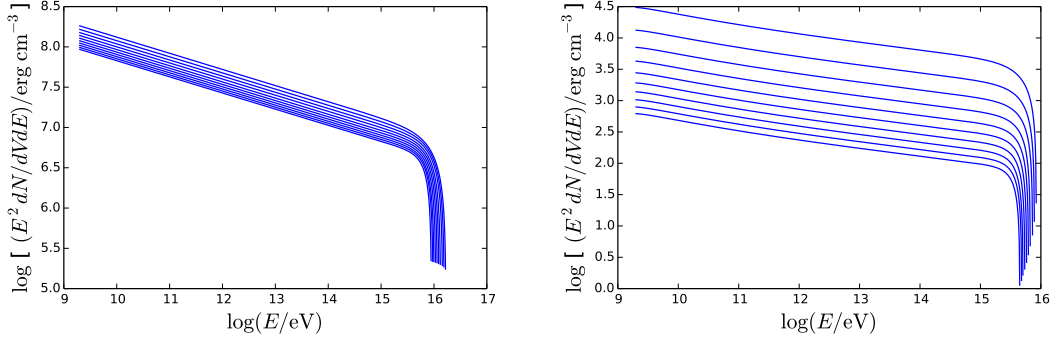


Figura 2: *Izquierda*: densidad espectral de protones relativistas. *Derecha*: densidad espectral de neutrones. En ambos gráficos se muestra una curva para cada sección del modelo considerada (10 secciones en total). Estos se obtuvieron una vez el sistema alcanzó el régimen estacionario.

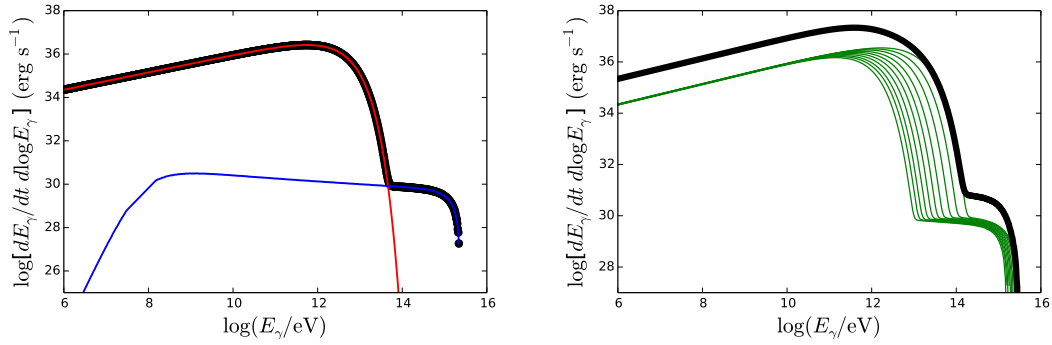


Figura 3: *Izquierda*: distribución espectral de energía para una sección del *jet*. Se muestran las contribuciones por sincrotrón (rojo) y protón-protón (azul), junto al total de la sección (negro). *Derecha*: Distribución espectral de energía por sección (curvas verdes, 10 en total) y SED total del sistema (negro).

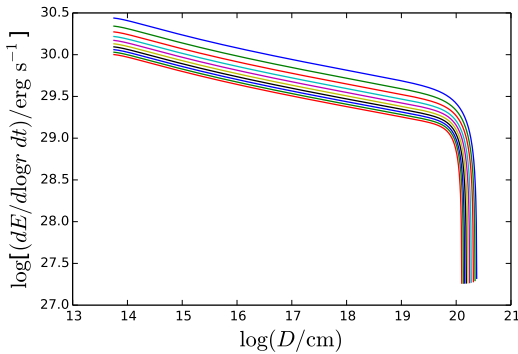


Figura 4: Potencia por unidad logarítmica de distancia inyectada por protones producto de decaimiento de los neutrones que escapan del *jet*, en función de la distancia a la fuente, para cada sección de la región de aceleración.

neutrón, aproximadamente) que pueden interactuar con el medio externo al *jet*, produciendo entonces nuevos episodios radiativos que caracterizarán la presencia de neutrones en el sistema. En la Fig. 4 se muestran gráficos de la energía inyectada por unidad de tiempo y por década de distancia a la fuente, en forma de protones depositados por los neutrones relativistas, versus la distancia a la región de aceleración, para cada sección.

5. Conclusiones

Desarrollamos modelos para la componente de neutrones producidos por interacciones protón-protón en un *jet* de *microquasar* típico. Nuestros resultados indican que la mayor parte de los neutrones escapan, produciendo una densidad dentro del *jet* 4 – 5 órdenes de magnitud menor que la de protones. Los neutrones que escapan decaen a distancias en el rango 10^{13-20} cm. Esto produce una inyección de protones energéticos al medio circundante (además de la de protones que escapan del *jet*) que podría resultar en consecuencias observables, si el medio contiene un campo de protones térmicos que puedan enfriar a los primeros. La energética de esta población de protones sugiere que el proceso podría generar emisión gamma con luminosidades máximas unos 3 – 4 órdenes de magnitud por debajo de la emisión del *jet*. Estas luminosidades podrían detectarse con próximas generaciones de instrumentos de detección en rayos gamma.

Referencias

- Atoyan A. M., Dermer C. D., 2003, ApJ, 586, 79
- Romero G. E., Vila G. S., 2008, A&A, 485, 623
- Romero G. E., Vila G. S., eds., 2014, Introduction to Black Hole Astrophysics, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 876

Análisis temporal y espectral en rayos X de la fuente IGR J16320–4751

F. Fogantini^{1,2}, F. García^{1,2,3}, J. Combi^{1,2}, S. Chaty³

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET–CICPBA, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Service d'astrophysique, Commissariat à l'énergie atomique-Centre national de la recherche scientifique-Université Paris Diderot, Francia

Contacto / fafogantini@iar.unlp.edu.ar

Resumen / Este trabajo comprende un estudio detallado de la evolución temporal y espectral de la fuente IGR J16320–4751, un sistema binario de rayos X de gran masa compuesto por una estrella de neutrones que acreta materia proveniente del viento de su compañera supergigante. Basados en un total de nueve observaciones en la banda de rayos X obtenidas con el satélite *XMM–Newton*, analizamos la evolución temporal de los parámetros físicos asociados a los procesos de emisión y absorción de este sistema. Discutimos los resultados obtenidos en el contexto de un modelo astrofísico que intenta dar cuenta de la interacción entre el viento de la estrella supergigante y la radiación de rayos X del material acretado.

Abstract / We present the results obtained from an in depth timing and spectral analysis of IGR J16320–4751, a High Mass X-ray binary system comprised of a neutron star orbiting and accreting matter from the stellar wind of its supergiant companion. From a total of nine *XMM–Newton* observations, we computed and analyzed the time evolution of physical parameters linked to emission and absorption processes within the source. Later on, we discuss the results of this analysis in the context of an astrophysical scenario which takes into account the interaction between the stellar wind and X-rays produced by the accreted material.

Keywords / stars: neutron — pulsars: general — stars: individual: IGR J16320–4751 — X-rays: binaries

1. Introducción

La fuente de rayos X duros transitoria IGR J16320–4751 fue descubierta el 1 de febrero de 2003 con el observatorio *INTEGRAL* mientras éste realizaba observaciones de 4U 1630–47 (Tomsick et al., 2003). En esa oportunidad, la fuente demostró poseer una variabilidad significativa a altas energías en una escala temporal de varios minutos hasta horas (Tomsick et al., 2003; Foschini et al., 2004). Su posición resultó coincidente con la fuente AX J1631.9–4752 reportada por Sugizaki et al. (2001), mediante observaciones previas del satélite de rayos X ASCA. Observaciones posteriores de IGR J16320–4751 con *XMM–Newton* del 4 de marzo de 2003, confirmaron un comportamiento complejo de la fuente con fulguraciones en la curva de luz con duraciones de ~ 1000 s sin variaciones significativas en su dureza (Rodríguez et al., 2003).

En un trabajo posterior, a partir de un nuevo análisis de estas observaciones, Lutovinov et al. (2005) determinaron un período de pulsación de aproximadamente 1300 segundos en la fuente confirmando que IGR J16320–4751 es una HMXB con una estrella de neutrones como objeto compacto. Más adelante, a partir del monitoreo continuo realizado con el instrumento BAT a bordo del satélite *Swift* se constató una modulación en el flujo de rayos X con un período de 8.96 d, la cual es interpretada como el período orbital del sistema binario P_{orb} . Estos parámetros son perfectamente

compatibles con los de otros sistemas binarios formados por una estrella temprana supergigante y una estrella de neutrones (Corbet et al., 2005).

Las observaciones utilizadas en este trabajo fueron tomadas entre agosto y septiembre de 2008 (PI: J.A. Zurita Heras). Se trata de una serie de nueve exposiciones realizadas con *XMM–Newton* a lo largo de la órbita de la estrella de neutrones, realizadas con el objeto de estudiar la evolución espectral del sistema. En particular, se busca analizar la absorción intrínseca del sistema, a partir de la variación densidad de columna de hidrógeno, lo que permite derivar propiedades del viento de la estrella supergigante del sistema binario.

2. Observaciones y reducción de los datos

Redujimos los archivos de datos (Observational Data Files, ODF) con el Sistema de Análisis Científico (*Science Analysis System*, SAS) v16.0.0. Extrajimos listas de eventos solamente para la cámara PN luego de procesar los ODF mediante EPPROC. Filtramos, además, los datos por períodos de mayor actividad del fondo y por píxeles malos. Por último, dado que la fuente es puntual y muy brillante, realizamos un tratamiento de las listas de eventos para mitigar los efectos del *pile-up* siguiendo las recomendaciones del manual de SAS*.

*<https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton/sas-threads>

Tabla 1: Observaciones de XMM–Newton utilizadas.

Obs. ID	Fecha de inicio	Duración s
0556140101	2008-08-14 22:18:21	10915
0556150201	2008-08-16 17:15:46	9915
0556140301	2008-08-18 13:10:48	8921
0556140401	2008-08-20 07:10:57	13118
0556140501	2008-08-21 05:56:10	6697
0556140601	2008-08-22 02:24:37	18263
0556140701	2008-08-24 18:05:21	10918
0556140801	2008-08-26 13:10:06	11515
0556141001	2008-09-17 01:02:36	9414

Extrajimos curvas de luz y espectros de la fuente utilizando círculos de 20 arcsec de radio. Para la región del fondo, en cada observación utilizamos también un círculo de 20 arcsec de radio en un sector libre de emisión, dentro del mismo chip que contiene a la fuente. En la Tabla 1 listamos las observaciones utilizadas en este trabajo y sus tiempos de exposición correspondientes.

3. Resultados

3.1. Análisis temporal

Produjimos curvas de luz con un binnedo temporal de 50 s y generamos curvas de color o dureza con el fin de comparar el comportamiento temporal de la fuente entre 2–6 y 6–10 keV, eligiendo un corte próximo a la línea de emisión $K\alpha$ (~ 6.4 keV) del Fe. Para ello utilizamos la tarea LCURVE perteneciente al paquete de tareas de HEASOFT. En todas los casos ignoramos los fotones con energías menores a 2 keV, dado que este intervalo se encuentra fuertemente afectado por la absorción local del sistema y por tanto con muy pocas cuentas.

Ajustamos a cada curva de color una recta de dureza constante. Calculamos el color promedio de las nueve observaciones (1.4 ± 0.15) e identificamos aquellas observaciones cuyo color constante fuera estadísticamente diferente que la media. Notamos que las observaciones 101 (1.57) y 701 (2.4) muestran un período de menor intensidad en la banda 2–6 keV respecto de la banda 6–10 keV, ambas aproximadamente en los últimos 1000 segundos de cada observación. Luego de constatar que no se trata de un efecto artificial introducido por el fondo, decidimos separar estos intervalos para generar espectros, nombrándolos 101B y 701B, respectivamente. La Fig. 1 muestra las curvas de luz y de color de la observación 101 e identificamos en ella los intervalos de color promedio y de cambio en la dureza con las letras A y B.

3.2. Análisis espectral

Extrajimos espectros de todas las observaciones separando aquellos períodos de crecimiento en la dureza identificados anteriormente, considerando únicamente fotones en el rango de 2 a 12 keV, que modelamos utilizando paquete de tareas XSPEC v12.9.1 (Arnaud, 1996).

Con el fin de analizar la densidad del viento estelar a lo largo de la órbita de la estrella de neutrones, propusimos y ajustamos un modelo simple fe-

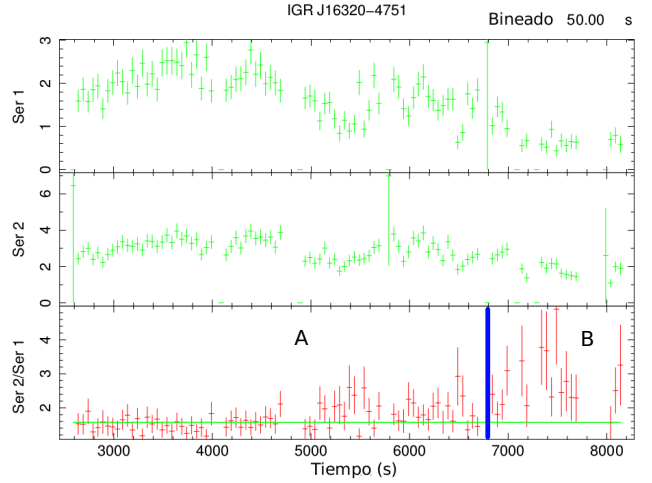


Figura 1: Curvas de luz (Ser1: 2–6 keV; Ser2: 6–10 keV) y de color (Ser2/Ser1) de la observación 101. La observación posee un color constante de 1.57. Identificamos en la curva de color un período de crecimiento en la dureza, nombrado 101B.

nomenológico que en lenguaje de XSPEC, se escribe $\text{PHABS} \times \text{VPHABS} \times (\text{POWERLAW} + \text{GAUSS})$. PHABS es un modelo de absorción fotoeléctrica que depende del parámetro de densidad de columna de hidrógeno n_H . Basándonos en las coordenadas de la fuente, fijamos este parámetro al valor de $2.1 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ (Dickey & Lockman, 1990) para modelar la absorción interestelar. VPHABS es un modelo de absorción fotoeléctrica, donde se pueden variar las abundancias de elementos más pesados que el H. En este caso, lo utilizamos para obtener la densidad columnar de H, n_H , y la abundancia relativa de Fe, Z_{Fe} , del viento de la estrella supergigante. POWERLAW describe los procesos de emisión no térmica en la fuente, caracterizados por un índice espectral Γ y su normalización, o flujo, mientras que GAUSS es una distribución gaussiana que utilizamos para representar la línea de emisión $K\alpha$ del Fe a 6.4 keV, presente en todos los espectros de la fuente. Luego de ajustar el modelo a cada uno de los espectros, realizamos gráficos evolutivos y de correlación entre los parámetros n_H , Z_{Fe} , Γ y el flujo intrínseco de la fuente a altas energías, $F_{7-12\text{keV}}$.

La Fig. 2 muestra la evolución de n_H en función de la fase orbital. Los valores altos obtenidos para todas las observaciones evidencian el fuerte oscurecimiento de la fuente. Más aún, las observaciones 101 y 701, presentan una absorción aún mayor, superando significativamente la media obtenida por Rodríguez et al. (2003, líneas negras en la Fig. 2). Notar que ambas observaciones son adyacentes en fase y son aquellas en las que la fuente presenta además un cambio en la dureza como en la Fig. 1. Este incremento abrupto en la columna de absorción evidencia la presencia de un fuerte gradiente en la densidad de material entorno a la estrella supergigante.

La evolución de otros parámetros espectrales como Γ , Z_{Fe} o $F_{7-12\text{keV}}$ presentan un comportamiento más bien estocástico respecto a la fase orbital. Este resultado se corresponde con que los parámetros nombrados representan propiedades del mecanismo de emisión de la

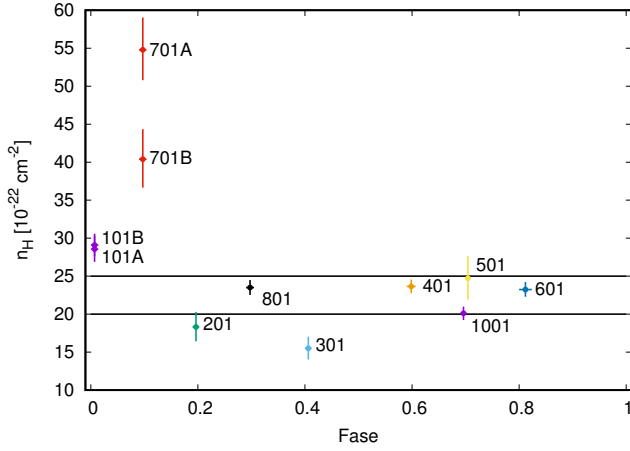


Figura 2: Evolución de la columna de absorción intrínseca, n_H , a lo largo de la órbita de la estrella de neutrones. Los valores altos por sobre la media (líneas negras; Rodríguez et al., 2003) obtenidos para las observaciones 101 y 701, contiguas en fase, denotan un proceso de ocultación de la estrella de neutrones por una región de mayor densidad del viento de la estrella supergigante. La barra de error en la fase se corresponde a la duración de cada observación.

radiación o de la densidad local del viento estelar y por lo tanto no dependen de manera directa de la fase orbital, que involucra la posición del observador. Además, estos parámetros no presentan ninguna correlación concreta con la columna de absorción n_H .

En cambio, analizando el comportamiento de estos parámetros entre sí, encontramos que Γ y Z_{Fe} se encuentran correlacionados linealmente (ver Fig. 3). Esto puede entenderse a partir del hecho de que cuando la fuente se encuentra en un estado de emisión más duro ($\Gamma < 0.5$), emite una proporción mayor de fotones energéticos ($E > 7$ keV), independientemente del flujo intrínseco, que pueden ser absorbidos por los átomos de Fe de manera más eficiente, lo cual se traduce en un aumento de Z_{Fe} , dominado por el corte o *edge* a 7 keV.

4. Discusión

En este trabajo presentamos resultados obtenidos a partir del análisis temporal y espectral en rayos X del sistema binario IGR J16320–4751 de un total de nueve observaciones en rayos X obtenidas con el satélite *XMM-Newton* entre agosto y septiembre de 2008, a lo largo de la órbita del sistema.

Los valores altos obtenidos para la columna de absorción en la mayor parte de las observaciones, así como sus pequeñas fluctuaciones, son esperables en el contexto de un sistema binario compuesto por una estrella de neutrones que orbita cerca de una estrella supergigante que posee un viento denso con inhomogeneidades locales o grumos. Sin embargo, el crecimiento abrupto de n_H detectado en dos de las observaciones, próximas en la fase orbital, evidencia la presencia de un fuerte gradiente en la densidad del viento en el entorno más próximo a la estrella compañera. El crecimiento en n_H se debe a que la radiación emitida desde el objeto compacto debe

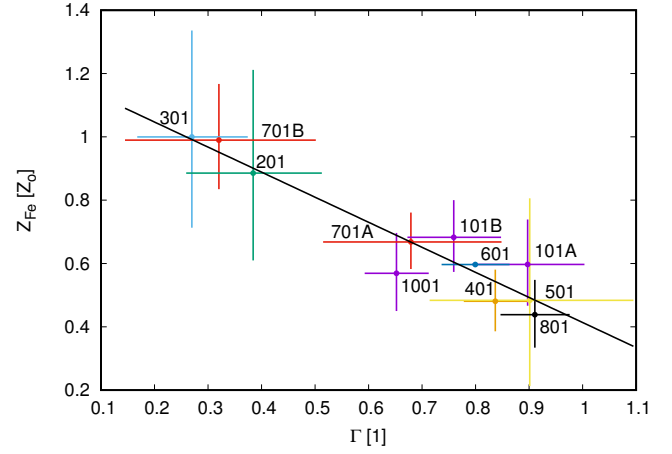


Figura 3: Abundancia de Fe, Z_{Fe} , e índice espectral, Γ , para cada espectro. Cuando la emisión es dura ($\Gamma < 0.5$) hay una mayor fracción de fotones energéticos ($E > 7$ keV) que pueden ser absorbidos por el Fe, lo que se traduce en un mayor Z_{Fe} , independientemente del flujo, y viceversa. La recta representa el ajuste lineal de los datos dado por una pendiente -0.79 ± 0.09 y una ordenada al origen 1.21 ± 0.06 .

atravesar una mayor columna de material en la dirección del observador.

Independientemente de este efecto geométrico, encontramos además una correlación entre el índice espectral de la radiación no térmica, Γ , emitida en el entorno de la estrella de neutrones, con la abundancia de Fe, Z_{Fe} , dominada por la profundidad del *edge* de Fe a 7 keV, y que resulta independiente del flujo intrínseco, $F_{7-12\text{keV}}$ y de n_H .

Un estudio detallado de la curva evolutiva de la columna de absorción nos permitirá estimar características físicas y geométricas del sistema tales como la inclinación, la excentricidad y el perfil de densidad del viento de la estrella supergigante.

Referencias

- Arnaud K. A., 1996, in Jacoby G. H., Barnes J., eds., *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol. 101, Astronomical Data Analysis Software and Systems V*, p. 17
- Corbet R., et al., 2005, *The Astronomer's Telegram*, 649
- Dickey J. M., Lockman F. J., 1990, *ARA&A*, 28, 215
- Foschini L., et al., 2004, in Schoenfelder V., Lichti G., Winkler C., eds., *ESA Special Publication Vol. 552, 5th INTEGRAL Workshop on the INTEGRAL Universe*, pp 247–252
- Lutovinov A., et al., 2005, *A&A*, 444, 821
- Rodríguez J., et al., 2003, *A&A*, 407, L41
- Sugizaki M., et al., 2001, *ApJS*, 134, 77
- Tomsick J. A., et al., 2003, *IAUCs*, 8076



Radiación de altas energías en fuentes ultraluminosas de rayos X

G.J. Escobar¹, G.S. Vila¹, G.E. Romero^{1,2}

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / gescobar@iar.unlp.edu.ar / gje245@gmail.com

Resumen / En este trabajo se modela el espectro radiativo no térmico de una fuente ultraluminosa de rayos X ubicada en la zona central de la galaxia *starburst* NGC 253. Se supone que este tipo de fuentes son acretantes con *jets* y que la emisión no térmica se origina en una región compacta de estos. Se evalúa la contribución de este tipo de fuentes a la emisión gamma total de la galaxia, así como su detectabilidad en distintas bandas del espectro.

Abstract / In this work we model the non-thermal radiative spectrum of an ultraluminous X-ray source (ULX) located in the central region of the starburst galaxy NGC 253. It is assumed that ULXs are accreting sources with jets and that the non-thermal emission originates in a compact region of the outflows. We investigate the contribution of these sources to the total gamma-ray emission of the host galaxy and their detectability in other bands of the spectrum.

Keywords / X-rays: binaries — radiation mechanisms: non-thermal — relativistic processes — stars: jets

1. Introducción

Las fuentes ultraluminosas de rayos X (*Ultraluminous X-ray Sources*; ULX) son fuentes extragalácticas no asociadas a núcleos galácticos activos que se caracterizan por presentar una luminosidad isotrópica aparente en rayos X ($\sim 0.3 - 10$ keV) mayor a $\sim 10^{39}$ erg s⁻¹, valor que corresponde al límite de Eddington para un objeto acretante de $10 M_{\odot}$. Si se supone que las ULX son fuentes acretantes que emiten por debajo de su límite de Eddington, la masa del objeto acretante debería ser del orden de al menos varias decenas de masas solares. Es por ello que para explicar la fenomenología observada se ha especulado que al menos algunas ULX podrían alojar un agujero negro acretante de masa intermedia (*Intermediate-Mass Black Hole*, IMBH; $M \sim 10^2 - 10^4 M_{\odot}$; Bachetti 2015).

Los espectros de rayos X de algunas ULX se asemejan a los de binarias de rayos X en estados espectrales intermedios. A diferencia de estas últimas, la mayoría de las ULX no presentan transiciones espectrales. También se ha detectado emisión en radio de algunas ULX que provee una fuerte evidencia a favor de la presencia de *jets* (Kaaret et al., 2003; Cseh et al., 2015). Aún no se ha detectado emisión en rayos gamma de ninguna ULX.

Las ULX suelen encontrarse en regiones de formación estelar activa muy intensa. Los resultados de un estudio estadístico reciente de poblaciones de ULX en distintos tipos de galaxias muestran que existe una tendencia a encontrar un mayor número de este tipo de fuentes en galaxias *starburst* y en galaxias peculiares (Priajana & Wulandari, 2016).

Las galaxias *starburst* se caracterizan principalmente por presentar episodios muy intensos de formación este-

lar y una elevada tasa de eventos supernova, lo que las dota de un medio interestelar muy denso. Como consecuencia, cabe esperar que la densidad de rayos cósmicos en estas galaxias sea significativa y se produzcan niveles altos de radiación de altas energías (rayos gamma con $E > 100$ MeV).

En este trabajo se modela la emisión no térmica de una fuente ultraluminosa de rayos X encontrada cerca de la zona central de la galaxia *starburst* NGC 253. Esta galaxia ha sido detectada a energías de GeV con el satélite *Fermi* (Abdo et al., 2010) y de TeV con el arreglo Cherenkov HESS (Acero et al., 2009), por lo que se analizan con especial énfasis las predicciones del modelo para la banda de los rayos gamma.

En la Sec. 2. se describen las características principales de la galaxia *starburst* NGC 253. Se muestra además la detección de ULX en esta galaxia y se caracteriza la fuente de interés, ULX1. En la Sec. 3. se describe el modelo de *jet* aplicado para calcular las distribuciones espectrales de energía (*Spectral Energy Distributions*; SED). Finalmente, en la Sec. 4. se presentan y discuten los resultados obtenidos.

2. Caracterización de una ULX en NGC 253

NGC 253, situada a una distancia de 3.4 Mpc de la Vía Láctea, ha sido descrita como la galaxia *starburst* arquetípica por Rieke et al. (1980). Las tasas de eventos de supernova y de formación estelar son del orden de cien veces mayores que las de la Vía Láctea (Bolatto et al., 2013).

En el trabajo de Wik et al. (2014) se presenta un estudio de la emisión en rayos X (4–25 keV) de la zona central de NGC 253, en el que se han detectado veintiu-

na fuentes, siendo la mayoría consistentes con binarias de rayos X en algún estado espectral intermedio. Las cuatro fuentes más luminosas han sido clasificadas como ULX, mostrando la más luminosa de ellas (que de aquí en adelante llamaremos ULX1) una luminosidad $L_X(0.3 - 25 \text{ keV}) = 20.5 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$.

Wik et al. (2014) ajustaron el espectro térmico de rayos X de ULX1 con un modelo de disco de acreción estándar. Con los valores de los parámetros del ajuste y los del medio interestelar de NGC 253, estimamos la tasa de acreción del objeto para dos escenarios: acreción sobre un agujero negro aislado y sobre uno en una binaria de rayos X. Consideramos agujeros negros de masa estelar (*Stellar-Mass Black Hole*; StMBH) e intermedia.

2.1. Agujero negro aislado

En este caso el agujero negro acreta material del medio interestelar. Supondremos un régimen de acreción cilíndrica, para el cual la tasa de acreción puede estimarse como $\dot{M}_{\text{HL}} \approx 4\pi G^2 M^2 \rho_\infty v_\infty^{-3}$ (Bondi & Hoyle, 1944), donde ρ_∞ y v_∞ son la densidad y la velocidad relativa al agujero negro del medio interestelar, en el infinito, respectivamente. Adoptamos valores típicos para el medio interestelar en NGC 253 de $\rho_\infty \approx 300 \text{ cm}^{-3}$ y $v_\infty \approx 40 \text{ km s}^{-1}$ (Romero & Torres, 2003; Bolatto et al., 2013). El valor de la tasa de acreción obtenido no es suficiente para dar cuenta de la luminosidad observada, aún si la eficiencia radiativa fuera máxima (es decir, que la luminosidad producida fuese $L = \dot{M}c^2$). Este resultado es independiente de la masa adoptada para el agujero negro. Se propone entonces como origen de la emisión en ULX1 la acreción sobre un agujero negro en un sistema binario.

2.2. Binaria de rayos X

A partir del perfil de temperaturas para un disco de acreción estándar, ópticamente grueso y geoméricamente delgado, y de los valores de los parámetros ajustados por Wik et al. (2014), estimamos la tasa de acreción (para $M = 15M_\odot$), que resulta $\dot{M} \approx 7.7 \times 10^{18} \text{ g s}^{-1}$. Este valor es algunas veces mayor al valor de la tasa de acreción de Eddington para un agujero negro de $15M_\odot$ ($\approx 2 \times 10^{18} \text{ g s}^{-1}$), por lo que podría en principio explicar la energética observada.

Para un agujero negro de masa intermedia ($M \gtrsim 100 M_\odot$), los parámetros del ajuste de Wik et al. (2014) son incompatibles con la suposición de que la emisión en X se origina en un disco de acreción. Adoptamos el mismo valor de la tasa de acreción obtenida en el caso de masa estelar, y suponemos que este corresponde a un 10% del valor de Eddington. Resulta de aquí que el objeto compacto debe tener una masa $M \approx 530M_\odot$.

3. Modelo

Algunas binarias de rayos X -los denominados **microcuásares**- se caracterizan por la presencia de *jets*, en el estado *low-hard*. El modelo de *jet* en este trabajo se

Tabla 1: Parámetros del modelo.

Parámetro	Valor
Distancia a la base del <i>jet</i> , z_0	50 GM c^{-2}
Radio de la base del <i>jet</i> , r_0	0.1 z_0
L_{jet}	0.01 L_X
Potencia en part. relativistas	0.1 L_{jet}

basa en el desarrollado por Romero & Vila (2008) para microcuásares galácticos. En este modelo se supone que los *jets* están poblados tanto por electrones como por protones relativistas.

Los procesos de enfriamiento considerados son radiación sincrotrón de electrones, dispersión Compton inversa de los electrones relativistas con el campo de fotones producto de la radiación sincrotrón (*Synchrotron Self-Compton*; SSC) y con el campo de fotones del disco de acreción, cuando corresponda, y por último el decaimiento de piones neutros producto de interacciones protón-protón.

La tasa de aceleración, considerando un mecanismo de tipo difusivo, se puede parametrizar como $t_{\text{acc}}^{-1} = \eta ecB/E$, donde $\eta < 1$ es un parámetro que caracteriza la eficiencia de aceleración, $-e$ es la carga eléctrica del electrón, E es la energía de la partícula y B el campo magnético. La energía máxima de las partículas se obtiene igualando la tasa total de pérdidas radiativas a la tasa de aceleración. Para cada especie de partícula se calculó su distribución de energía en estado estacionario en la aproximación *One-Zone*. Por último, se calculó la distribución espectral en energía del *jet*. Los parámetros del modelo se muestran en la Tabla 1.

4. Resultados y discusión

En el cálculo de la energía máxima de las partículas obtuvimos valores del orden de 1–10 GeV para electrones, mientras que para protones este valor asciende a $\approx 10^{16} \text{ eV}$. En la Fig. 1 se muestran los resultados del cálculo de las SED que resultan de aplicar el modelo descripto a un microcuásar, usando como parámetros los datos obtenidos para ULX1. Los parámetros libres son el índice espectral de la inyección de partículas (descripta como una ley de potencias), p , la eficiencia del mecanismo de aceleración, η , y la región de aceleración/emisión, limitada por $z_{\text{acc}} \leq z \leq z_{\text{máx}}$, donde z es una coordenada cilíndrica medida en la dirección del eje del *jet*. Para el cálculo de la SED en el caso de un IMBH, no se consideró la radiación IC con el campo de fotones del disco por los motivos discutidos en la Sec. 2.2. En este modelo el enfriamiento de los protones relativistas está dominado por pérdidas adiabáticas (a diferencia de los modelos para StMBH, donde dominan las pérdidas por radiación sincrotrón), lo que resulta en un espectro más duro de protones en estado estacionario. Esto se refleja en la componente *pp* de la SED, que presenta en consecuencia una pendiente dura.

El nivel de emisión gamma de NGC 253 es del orden de $10^4 - 10^8$ órdenes de magnitud mayor al predicho por los modelos presentados aquí para ULX1, dependiendo del modelo y de la energía considerada. Se han

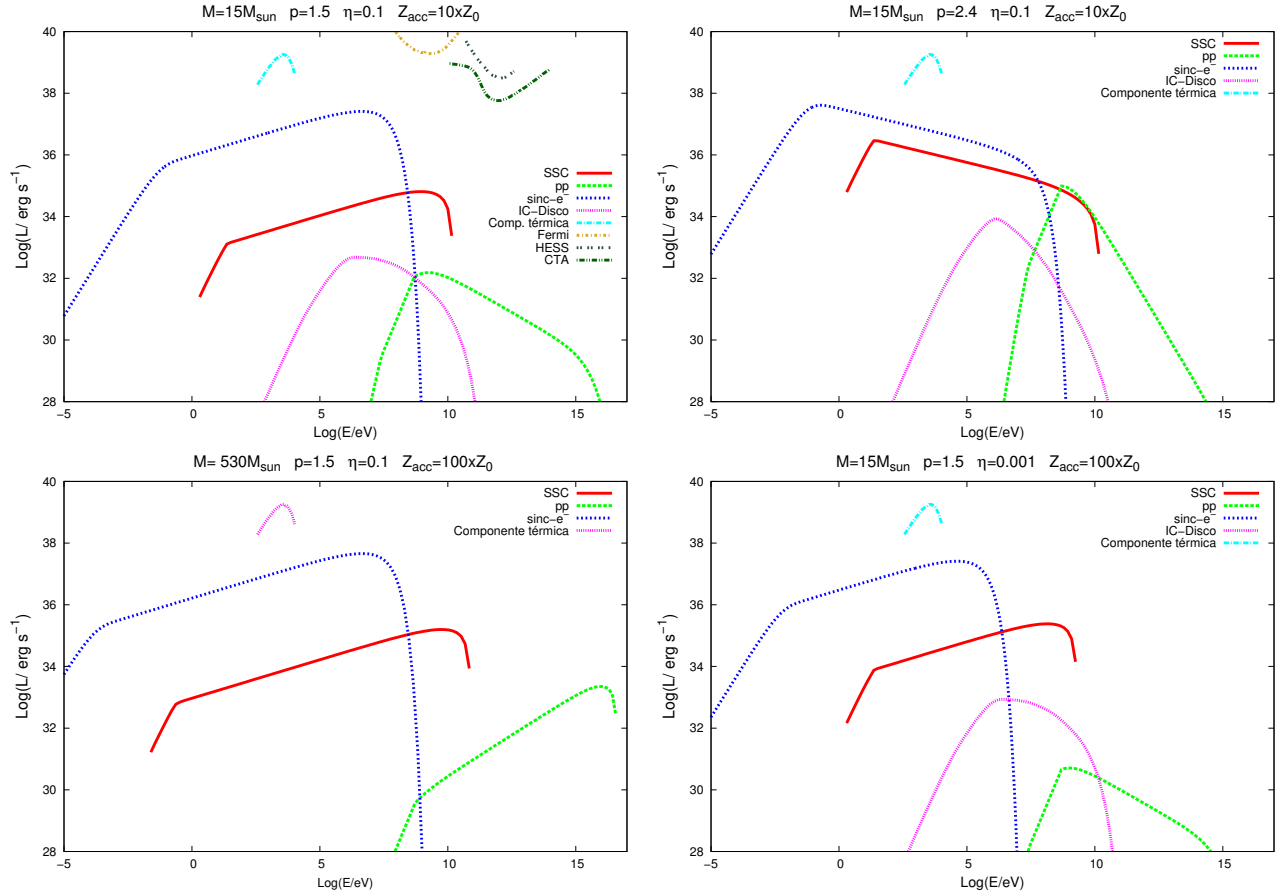


Figura 1: Distribuciones espectrales de energía para distintos juegos de valores de los parámetros libres. Se muestran las SED correspondientes a radiación sincrotrón (sinc-e^-), decaimiento de piones neutros producto de interacciones protón-protón (pp), y dispersión Compton inversa (SSC), junto a la SED obtenida a partir de la observación en X (componente térmica). En el panel superior izquierdo se muestran además las curvas de sensibilidad de los detectores actuales de rayos gamma y la predicha para el arreglo de telescopios Cherenkov CTA.

detectado solo unas pocas ULX en la zona central de esta galaxia, por lo que la emisión gamma observada en NGC 253 no se puede explicar solo con este tipo de fuentes, de acuerdo a nuestro modelo. No obstante, si las ULX son capaces de producir *jets* donde se aceleren protones, estos podrían inyectar en el medio rayos cósmicos con energías de hasta $\sim 10^{15}$ eV, que contribuirían a la emisión difusa en gamma de la galaxia por interacción con el medio interestelar. Los niveles de emisión gamma calculados para ULX1 no son detectables con los instrumentos actuales, como se muestra en la Fig. 1. Sin embargo, el espectro sincrotrón alcanza valores detectables en la banda de radio, que podrían ser comparados con futuras observaciones para contrastar las predicciones del modelo.

Referencias

- Abdo A. A., et al., 2010, ApJ, 709, L152
 Acero F., et al., 2009, Science, 326, 1080
 Bachetti M., 2015, in XI Multifrequency Behaviour of High Energy Cosmic Sources Workshop (MULTIF15). p. 30
 Bolatto A. D., et al., 2013, Nature, 499, 450
 Bondi H., Hoyle F., 1944, MNRAS, 104, 273
 Cseh D., et al., 2015, MNRAS, 452, 24

- Kaaret P., et al., 2003, in AAS/High Energy Astrophysics Division #7. p. 608
 Priajana I. G. P. M., Wulandari H. R. T., 2016, in Journal of Physics Conference Series. p. 012057
 Rieke G. H., et al., 1980, ApJ, 238, 24
 Romero G. E., Torres D. F., 2003, ApJL, 586, L33
 Romero G. E., Vila G. S., 2008, A&A, 485, 623
 Wik D. R., et al., 2014, ApJ, 797, 79



Modelo de microcuásar de Población III

P. Sotomayor Checa¹, G.E. Romero^{1,2}, L.J. Pellizza²

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina*

Contacto / pablosotomayor.fcag@gmail.com

Resumen / En este trabajo presentamos los resultados obtenidos en la elaboración de un modelo completo de microcuásar de Población III. Consideramos que la pérdida de masa de la estrella se debe exclusivamente al derrame de materia por desborde del lóbulo de Roche hacia el agujero negro. Hemos determinado que el régimen de acreción para estos objetos es súper-Eddington, con una intensa pérdida de masa del sistema en forma de vientos del disco de acreción y jets. El campo magnético en el disco es supuesto toroidal y en equipartición con la densidad de energía térmica. Calculamos la distribución de energía espectral del disco de acreción y de la distribución de partículas relativistas en los jets, considerando un modelo leptohadrónico.

Abstract / In this work we present the results obtained in the elaboration of a complete model of microquasar of Population III. We consider that the loss of mass of the star is due exclusively to the spill of matter due to overflowing of the Roche lobe towards the black hole. We have determined that the accretion regime for these objects is super-Eddington, with a large mass loss of the system in the form of wind from the accretion disk and jets. The magnetic field in the disk is assumed to be toroidal and in equipartition with the density of thermal energy. We calculate the spectral energy distribution of the accretion disk and the distribution of relativistic particles in the jets, considering a leptohadronic model.

Keywords / accretion disks — dark ages, reionization, first stars — radiation mechanisms: non-thermal — X-rays: binaries

1. Introducción

Las primeras estrellas son consideradas las principales fuentes de reionización del Universo temprano. Debido a su alta temperatura, habrían radiado predominantemente en la banda ultravioleta del espectro electromagnético. Sin embargo, observaciones recientes del telescopio espacial Hubble sugieren que esa radiación no habría sido suficiente para ionizar el medio intergaláctico (IGM, por sus siglas en inglés) en grandes volúmenes de espacio, por lo que ha sido necesario explorar otras posibles fuentes de reionización. Mirabel et al. (2011) han sugerido que los primeros sistemas binarios acretantes habrían desempeñado un rol importante en la reionización del Universo, manteniéndolo ionizado en grandes volúmenes de espacio en regiones del IGM de baja densidad. Turos et al. (2014) han propuesto que rayos cósmicos producidos en los jets de microcuásares de Población III son otra posible fuente de reionización. Estas sugerencias no están avaladas por un modelo concreto de microcuásar de Población III.

En este trabajo el objetivo principal es comenzar la elaboración de un modelo completo de estos objetos, a fin de realizar predicciones cuantitativas sobre los efectos de los mismos. Como objetivo secundario pretendemos realizar predicciones realistas de la producción de radiación y rayos cósmicos que serán inyectados en el medio intergaláctico, cantidades que tienen valor por su poder ionizante para estudios posteriores sobre el Universo temprano.

2. Modelo

2.1. Binaria de Población III

El sistema binario en estudio consiste de una estrella de Población III de $50 M_{\odot}$ y un agujero negro de $30 M_{\odot}$. La transferencia de masa hacia el objeto compacto ocurre exclusivamente por desborde del lóbulo de Roche. La separación orbital se calcula aproximando el radio de la estrella por el radio medio del lóbulo de Roche (Paczynski, 1971). Las propiedades físicas de la estrella son adaptadas de Marigo et al. (2001). Considerando que la tasa de transferencia de masa en el borde externo del disco de acreción ocurre en una escala de tiempo térmico se obtiene $\dot{M}_* \approx 2 \times 10^{-3} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, siendo la tasa de acreción de Eddington del agujero negro $\dot{M}_{\text{Edd}} \approx 6 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. Es decir, la tasa de acreción de masa en el borde externo del disco está en un régimen súper-Eddington $\dot{M}_* \approx 3 \times 10^3 \dot{M}_{\text{Edd}}$. Por el modelo empleado, la tasa de acreción sobre el agujero negro coincide con el valor de la tasa de Eddington (ver Fukue (2004)).

2.2. Disco de acreción

En un régimen de acreción súper-Eddington, los discos son ópticamente y geoméricamente gruesos. Este tipo de discos ha sido estudiado por diversos autores: Shakura & Sunyaev (1973), Paczyński & Wiita (1980), Jarozyński et al. (1980), Abramowicz et al. (1980), Abramowicz et al. (1988), Fukue (2004), Akizuki & Fukue (2006). En este trabajo modelamos el disco de acreción

considerando el disco crítico dominado por advección y desmagnetizado propuesto por Fukue y las soluciones para discos dominados por advección con campos magnéticos toroidales propuestas por Akizuki & Fukue. Para distancias al objeto compacto menores a 100 radios gravitacionales se considera el segundo modelo de disco de acreción, mientras que para distancias mayores se considera el primero. Los parámetros libres del modelo son la eficiencia de transporte de momento angular α , el factor beta del plasma β y el parámetro de advección del disco f .

2.3. Jets

Consideramos que en la región $r < 100 r_g$ del disco de acreción la materia eyectada es colimada formando jets relativistas. La colimación puede ser explicada por el viento impulsado por la presión de radiación eyectado en $r > 100 r_g$ y por el campo magnético eyectado desde el disco. El mecanismo de lanzamiento del jet es magnetohidrodinámico, el campo magnético en la región de lanzamiento se estima exigiendo equipartición entre la densidad de energía cinética y magnética. La aceleración de partículas tiene lugar en una región compacta del jet en la que la densidad de energía cinética domina sobre la densidad de energía magnética.

Suponemos que la función de inyección de partículas relativistas es una ley de potencias en la energía de las partículas

$$Q(E, z) = Q_0 \frac{E^{-p}}{z} \quad [Q] = \text{erg}^{-1} \text{s}^{-1} \text{cm}^{-3}. \quad (1)$$

El índice espectral que hemos considerado es $p = 2$. La constante de normalización Q_0 para cada tipo de partículas depende de la fracción de la potencia cinética del jet empleada en acelerar partículas y la fracción entre hadrones y leptones contenidos en los jets (Romero & Vila, 2008).

Los procesos radiativos en los jets que hemos considerado en este trabajo son sincrotrón electrónico y de protones, sincrotrón auto-Compton, *Bremsstrahlung* relativista, y decaimiento de piones neutros por colisiones inelásticas pp y $p\gamma$. Para los cálculos se ha seguido lo realizado en Blumenthal & Gould (1970), Mannheim & Schlickeiser (1994), Atoyan & Dermer (2003), Kelner et al. (2006), Bosch-Ramon et al. (2006), Kelner & Aharonian (2008), Romero & Vila (2008), Reynoso et al. (2011), Romero et al. (2010b), Vila & Romero (2010).

Las luminosidades producidas en cada proceso radiativo son calculadas en el sistema de referencia comóvil con el jet, donde las distribuciones de partículas son isotrópicas. Las distribuciones de energía espectral (SED, por sus siglas en inglés) en el sistema de referencia del observador se obtienen aplicando las transformaciones de Lorentz apropiadas. La SED total producida en los jets es modificada por diversos procesos de absorción. En este trabajo hemos estudiado dos procesos de absorción para los fotones gama producidos en los jets: con los fotones UV del campo de radiación estelar (absorción externa) y con los fotones sincrotrón producidos dentro de los jets (absorción interna), para los cálculos hemos seguido a Dubus (2006), Cerutti et al. (2009) y

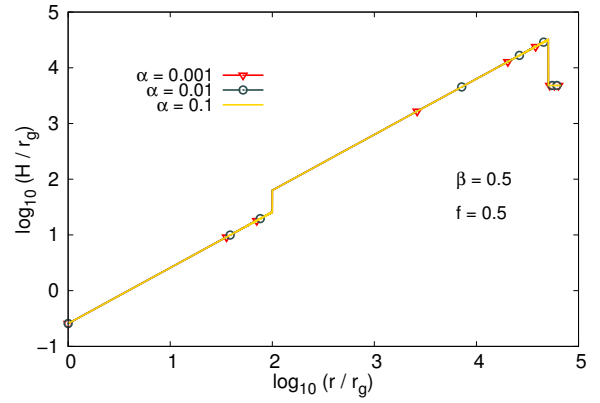


Figura 1: Espesor del disco de acreción.

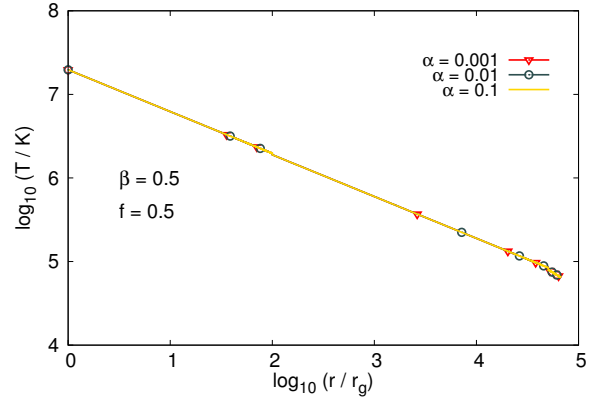


Figura 2: Temperatura del disco de acreción.

Romero et al. (2010a). Los principales parámetros del jet están listados en la Tabla 1.

3. Resultados

Las Figs. 1 y 2 muestran la distribución de espesor y temperatura en el disco de acreción en función de la distancia al objeto compacto, para distintos valores de la eficiencia de transporte de momento angular. En todos los casos se ha fijado el factor beta del plasma en 0.5, correspondiente a una equipartición estricta, así como el parámetro de advección del disco en 0.5, siendo un valor aceptable para discos de acreción súper-Eddington (Fukue, 2004; Akizuki & Fukue, 2006). En la Fig. 3 se muestra la SED del disco de acreción. En este caso, hemos variado la eficiencia de transporte de momento angular dentro de valores físicamente permitidos (Fukue, 2004).

En la Fig. 4 se muestran las SEDs para los procesos radiativos considerados. Las principales contribuciones a la SED total son la radiación sincrotrón, Compton inversa y las interacciones $p\gamma$. Hemos considerado un jet con mayor contenido leptónico que hadrónico, $a = L_p/L_e = 0.1$. El proceso de aceleración de partículas es eficiente ($\eta = 0.1$).

De los dos procesos de absorción considerados, la absorción interna es la más relevante, suprimiendo comple-

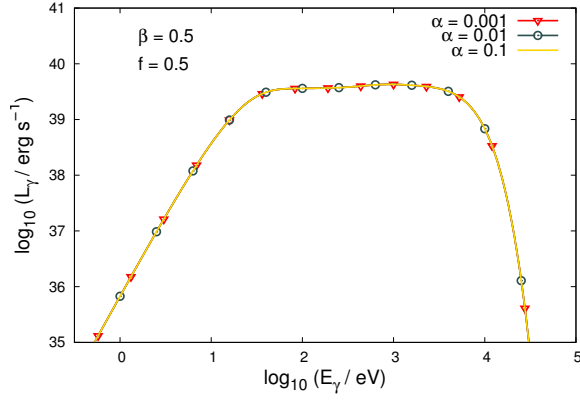


Figura 3: SED del disco de acreción.

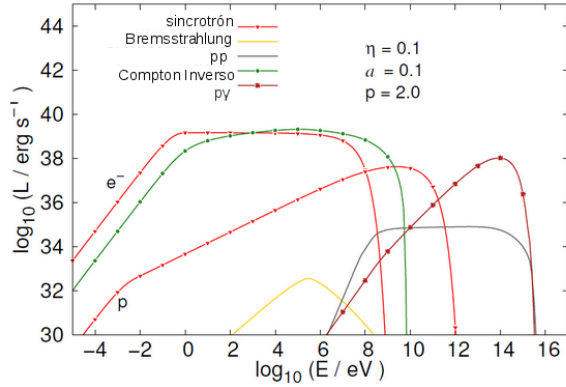


Figura 4: SED de las partículas relativistas en los jets.

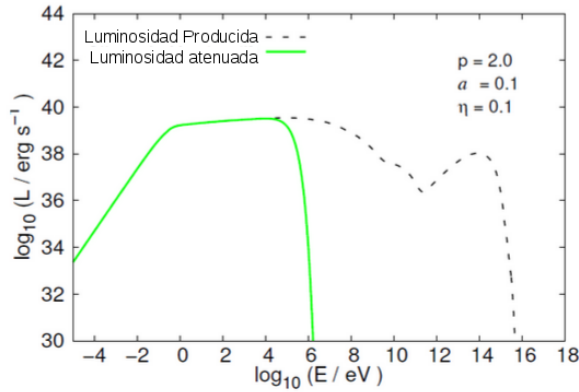


Figura 5: SED corregida por absorción interna.

tamente la emisión producida en los jets para energías mayores al MeV, esto puede verse en la Fig. 5.

4. Conclusiones

Los autores hemos desarrollado un modelo simple de microcuásar de Población III. Bajo las hipótesis consideradas, los discos de los microcuásares del Universo temprano acretan materia de la estrella compañera en un régimen súper-Eddington. La emisión radiativa de los discos en la banda de rayos X es significativa aun-

Tabla 1: Parámetros del jet.

Parámetro	Valor
L_{jet} : potencia cinética del jet	$10^{41} \text{ erg s}^{-1}$
Γ_{jet} : factor de Lorentz del jet	1.67
r_g : radio gravitacional	44.3 Km
z_0 : punto de lanzamiento del jet	$100 r_g$
Δz : tamaño de la región de aceleración	$200 r_g$
B_0 : campo magnético en la base del jet	$1.13 \times 10^7 \text{ G}$
p : índice espectral	2.0
η : eficiencia de aceleración	0.1

que estaría atenuada por interacciones Compton con las partículas del viento. En los jets se produce una intensa emisión de rayos gamma, suprimida internamente por aniquilación $\gamma\gamma$, dando lugar a la producción de pares ultra-energéticos. Los pares se enfrían principalmente por radiación sincrotrón, por lo que no ocurren cascadas electromagnéticas.

A futuro, incluiremos en el modelo un estudio más detallado del impacto radiativo del viento del disco de acreción. También se incluirá en un trabajo posterior la contribución de los pares producidos en las interacciones pp y $p\gamma$.

Referencias

- Abramowicz M. A., Calvani M., Nobili L., 1980, ApJ, 242, 772
 Abramowicz M. A., et al., 1988, ApJ, 332, 646
 Akizuki C., Fukue J., 2006, PASJ, 58, 469
 Atoyan A. M., Dermer C. D., 2003, ApJ, 586, 79
 Blumenthal G. R., Gould R. J., 1970, Reviews of Modern Physics, 42, 237
 Bosch-Ramon V., Romero G. E., Paredes J. M., 2006, A&A, 447, 263
 Cerutti B., Dubus G., Henri G., 2009, A&A, 507, 1217
 Dubus G., 2006, A&A, 451, 9
 Fukue J., 2004, PASJ, 56, 569
 Jaroszynski M., Abramowicz M. A., Paczynski B., 1980, Acta Astron., 30, 1
 Kelner S. R., Aharonian F. A., 2008, Phys. Rev. D, 78, 034013
 Kelner S. R., Aharonian F. A., Bugayov V. V., 2006, Phys. Rev. D, 74, 034018
 Mannheim K., Schlickeiser R., 1994, A&A, 286, 983
 Marigo P., et al., 2001, A&A, 371, 152
 Mirabel I. F., et al., 2011, A&A, 528, A149
 Paczyński B., 1971, ARA&A, 9, 183
 Paczyński B., Wiita P. J., 1980, A&A, 88, 23
 Reynoso M. M., Medina M. C., Romero G. E., 2011, A&A, 531, A30
 Romero G. E., Vila G. S., 2008, A&A, 485, 623
 Romero G. E., Del Valle M. V., Orellana M., 2010a, A&A, 518, A12
 Romero G. E., Vieyro F. L., Vila G. S., 2010b, A&A, 519, A109
 Shakura N. I., Sunyaev R. A., 1973, A&A, 24, 337
 Tueros M., del Valle M. V., Romero G. E., 2014, A&A, 570, L3
 Vila G. S., Romero G. E., 2010, MNRAS, 403, 1457



QUBIC: Measuring CMB polarization from Argentina

P. de Bernardis^{1,2} P. Ade³ G. Amico^{1,2} D. Auguste⁴ J. Aumont⁵ S. Banfi^{6,7} G. Barbarán⁸ P. Battaglia^{9,10} E. Battistelli^{1,2} A. Baù^{6,7} B. Bélier¹¹ D. Bennett¹² L. Berge¹³ J.-Ph. Bernard¹⁴ M. Bersanelli^{9,10} M.-A. Bigot-Sazy¹⁵ N. Bleurvacq¹⁵ J. Bonaparte¹⁶ J. Bonis⁴ G. Bordier¹⁵ E. Bréelle¹⁵ E. Bunn¹⁶ D. Burke¹² D. Buzi^{1,2} A. Buzzelli^{17,18} F. Cavaliere^{9,10} P. Chanial¹⁵ C. Chapron¹⁵ R. Charlassier¹⁵ F. Columbro^{1,2} G. Coppi¹⁹ A. Coppolecchia^{1,2} F. Couchot⁴ R. D'Agostino^{17,18} G. D'Alessandro^{1,2} G. De Gasperis^{17,18} M. De Leo^{1,2} M. De Petris^{1,2} A. Di Donato¹⁶ L. Dumoulin¹³ A. Etchegoyen²⁰ A. Fasciszewski¹⁶ C. Franceschet^{6,7} M.M. Gamboa Larena²¹ B. García²² X. Garrido⁴ M. Gaspard⁴ A. Gault²³ D. Gayer¹² M. Gervasi^{6,7} M. Giard¹⁴ Y. Giraud-Heraud¹⁵ M. Gómez Berisso²⁴ M. González²⁴ M. Gradziel¹² L. Grandsire¹⁶ E. Guerrard⁴ J.-Ch. Hamilton¹⁵ D. Harari²⁴ V. Haynes¹⁹ S. Henrot-Versillé⁴ D.T. Hoang¹⁵ F. Incardona^{9,10} E. Jules⁴ J. Kaplan¹⁵ A. Korotkov²⁵ C. Kristukat²⁶ L. Lamagna^{1,2} S. Loucatos¹⁵ T. Louis⁴ A. Lowitz²³ V. Lukovic^{17,18} R. Luterstein²⁷ B. Maffei²⁸ S. Marnieros¹³ S. Masi^{1,2} A. Mattei^{1,2} A. May¹⁹ M. McCulloch¹⁹ M. C. Medina²⁹ L. Mele^{1,2} S. Melhuish¹⁹ A. Mennella^{9,10} L. Montier¹⁴ L. M. Mundo³⁰ J. A. Murphy³¹ J.D. Murphy³¹ E. Olivieri¹³ C. O'Sullivan³¹ A. Paiella^{1,2} F. Pajot¹⁴ A. Passerini^{6,7} H. Pastoriza²⁴ A. Pelosi^{1,2} C. Perbst¹⁵ O. Perdereau⁴ F. Pezzotta^{9,10} F. Piacentini^{1,2} M. Piat¹⁵ L. Piccirillo¹⁹ G. Pisano³² G. Polenta^{1,2} D. Prêle¹⁵ R. Puddu^{1,2} D. Rambaud¹⁴ P. Ringegni³⁰ G. E. Romero²⁹ M. Salatino¹⁵ A. Schillaci^{1,2} C. Scóccola²¹ S. Scully³¹ S. Spinelli^{6,7} M. Stolpovskiy¹⁵ F. Suarez²⁰ A. Tartari^{15,33} J.-P. Thermeau¹⁵ P. Timbie²³ S. Torchinsky¹⁵ M. Tristram⁴ V. Truongcanh⁴ G. Tucker³⁴ C. Tucker³² S. Vanneste⁴ D. Viganò^{9,10} N. Vittorio^{17,18} F. Voisin¹⁵ B. Watson¹⁹ F. Wicke⁴ M. Zannoni^{6,7} A. Zullo^{1,2}

¹ List of institutions at the end

Contact / paolo.debernardis@roma1.infn.it

Resumen / QUBIC (Interferómetro Bolométrico Q y U para Cosmología) es un ambicioso proyecto para medir la polarización del Fondo Cósmico de Microondas (CMB), que puede proporcionar información única sobre el universo primitivo y el proceso de inflación cósmica. El instrumento QUBIC combina la sensibilidad extrema de los bolómetros criogénicos y el control preciso de formación del haz y auto calibración de los interferómetros. El instrumento está siendo finalizado y calibrado para una primera instalación en el sitio de gran altura Alto Chorrillo (provincia de Salta, Argentina) a fines de 2018, y producirá, en los primeros dos años de operación, una medida sensible de la polarización del CMB, capaz de detectar una relación de tensor a escalar para modos-B $r < 0.01$.

Abstract / QUBIC (Q and U Bolometric Interferometer for Cosmology) is an ambitious project to measure the polarization of the Cosmic Microwave Background (CMB), which can provide unique information on the very early universe and the cosmic inflation process. The QUBIC instrument combines the extreme sensitivity of cryogenic bolometers and the accurate control of beam-forming and auto-calibration ability of interferometers. The instrument is being finalized and calibrated for a first installation at the Alto Chorrillo high altitude site (Salta province, Argentina) in late 2018, and will produce, in the first two years of operation, a sensitive measurement of CMB polarization, able to detect a tensor to scalar ratio for B-modes $r < 0.01$.

Keywords / cosmology — cosmic microwave background — polarization

1. Introduction

In the primeval plasma a huge number of photons was in equilibrium with matter ($\sim 10^9 \gamma/b$). Equilibrium was maintained by Thomson scattering between photons and charged particles (mostly e^-). With the expansion of the universe, the photon/matter plasma cooled down, until H atoms could form (3 000 K, 380 000 yr after the big bang). The interaction of photons with neutral matter became negligible, and they were released,

free to propagate without further interactions with matter. At that epoch, photons formed a 3 000 K blackbody, i.e. a bright background of optical and IR light filling the universe. Those photons are still filling the universe today, after an expansion of all distances (and wavelengths) by a factor 1100, and form a faint, cold background at mm wavelengths: it's the 2.735K blackbody of the CMB (Mather & et al., 1990). The CMB carries information about all the phases of the evolution

of the Universe, from big-bang to structure formation and current clusters of galaxies, as demonstrated by a long series of CMB *anisotropy* experiments (see e.g. the results of the Planck mission, recently summarized in Planck Collaboration et al. 2016).

Precision measurements of the linear polarization state of the CMB (and in particular the so-called B-modes) provide information on the *cosmic inflation* process, basically happening at the big-bang, at energies of the order of 10^{19} GeV or more (see e.g. Kamionkowski & Kovetz 2016, and references therein). This is extremely interesting for both cosmology and fundamental physics, and a number of research groups worldwide are preparing sensitive experiments to extract this elusive information.

CMB photons are last scattered at recombination. It's a Thomson scattering, and any quadrupole anisotropy in the incoming photons induce linear polarization in the scattered photons. Density perturbations induce an irrotational linear polarization pattern (E-modes), which have been measured by several experiments. These density perturbations should be originated in the very early universe by the cosmic inflation process. The same process also produced tensor perturbations (gravitational waves). At recombination, tensor perturbations induce a small degree of polarization in the CMB, with both gradient and curl symmetries. The latter is called the B-mode. Moreover, lensing of E-modes by intervening matter concentrations between recombination and us also produces B-modes, important at small scales.

Polarization is a spin-2 quantity. The measured Q and U maps can thus be expanded in a spin-2 basis of modified spherical harmonics:

$$(Q + iU)(\vec{n}) = \sum_{\ell, m} (a_{\ell, m}^E \pm a_{\ell, m}^B)_{\pm 2} Y_{\ell, m}(\vec{n}) \quad (1)$$

from which the $a_{\ell, m}^E$ and $a_{\ell, m}^B$ can be retrieved by inversion, so that the *angular power spectra* of CMB polarization c_{ℓ}^{EE} and c_{ℓ}^{BB} can be computed and thus separated and compared to theoretical expectations.

Since scalar perturbations do not produce B-modes, and lensing B-modes are produced mainly at small scales, B-modes at large scales are a signature of cosmic inflation. The amplitude of this signal is very small, but depends on the energy-scale of inflation. In fact the amplitude of tensor modes normalized to the scalar ones, r , is:

$$\left(\frac{r}{0.1}\right)^{\frac{1}{4}} \simeq \frac{V^{\frac{1}{4}}}{10^{16} \text{GeV}} \quad (2)$$

where V is the inflaton potential, and

$$\sqrt{\frac{\ell(\ell+1)}{2\pi}} c_{\ell, \text{max}}^{BB} \simeq 0.1 \mu\text{K} \left[\frac{V^{\frac{1}{4}}}{10^{16} \text{GeV}} \right]^2 \quad (3)$$

There are theoretical arguments to expect that the energy scale of inflation is close to the scale of GUT, i.e. around 10^{16} GeV. So, if one actually detects primordial B-modes, then can constrain the energy-scale of inflation. Note, however, that the expected level of the signal is so low that noise, systematic effects and polarized foregrounds make this measurement incredibly challenging.

The current upper limits on B-modes at large scales are of the order of $r < 0.1$ (at 2σ). These have been obtained with a very significant effort of skilled experimentalists, building impressive *imaging polarimeters* for mm-waves based on bolometer arrays. QUBIC is also a polarimeter for mm-waves, but here interferometry is used to shape the bolometer array beams. Since systematic effects from the instrument ideally represent the final limit in this kind of measurements, it is very important to exploit orthogonal instrumental configurations to confirm any detection. For this very reason, and for its original setup, QUBIC is an important asset in the very competitive field of B-modes measurements.

2. Measuring the B-modes of the CMB

2.1. Survey sensitivity

mm-wave detectors for CMB measurements have been improved for decades. Cryogenic bolometers cooled at 0.3K or 0.1K have reached intrinsic NEP (Noise Equivalent Power) in the $10^{-17} - 10^{-18} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$ range, i.e. their noise is dominated by photon noise from the signal to be measured (and the contaminating background). In this limit, the only way to improve the sensitivity of the sky survey is to measure simultaneously many sky directions, using an array of detectors. In imaging telescopes, each element of the array looks at a different region of the sky, so that using N pixels the time required to survey a given sky area can be reduced by a factor N with respect to a single-detector observation. The sensitivity of the survey, for a given observation time, is thus improved by a factor \sqrt{N} . In the case of an interferometer, the use of N pixels has a very similar effect in the observation of the pattern of fringes produced by the entrance apertures array (see Hamilton et al. 2008). Modern CMB survey experiments (anisotropy and polarization) use large arrays of detectors (from hundred to a few thousands), whose size is limited by the difficulty of cooling a very large throughput system (including detectors, beam forming elements, and filters) at cryogenic temperatures. QUBIC makes no exception, using a 256 pixels detector array in the demonstrator configuration, and 4 of such arrays (1024 pixels) for each of the two focal planes of the first module of the final instrument (see below).

2.2. Polarization modulation

The first challenge of these measurements is how to modulate an extremely weak polarized signal in an overwhelming, structured unpolarized background. The first option is to use a mm-wave photometer array, add a polarizer in front of the detectors (or use an array of detectors selecting one polarization direction), and repeat the measurements for different rotations of the entire instrument around its optical axis. This was made with Planck and BICEP (just to mention two recent attempts), and several other experiments. The main disadvantage of this experimental configuration is that if the beam is slightly elliptical (as usually is), unpolarized sources offset from the beam center will be modulated

as a linearly polarized source in the boresight. So an important *intensity to polarization leakage* is present and has to be corrected for. The second option is to start again with a mm-wave photometer array, and convert it into a Stokes polarimeter, i.e. add a Half-Wave-Plate (HWP) and a polarizer in the optical path, and rotate the HWP to modulate polarization (without modulating the intensity). This is the option used by several new experiments, including e.g. SPIDER, LSPE and QUBIC. If $S = (I, Q, U, V)$ is the Stokes parameters vector of the radiation being measured, $D = (1, 0, 0, 0)$ is the vector of the power-sensitive bolometric detector, P_V is the Mueller matrix of the vertical polarizer (in the restframe of the instrument), H is the Mueller matrix of the HWP, $R(\gamma)$ is the rotation matrix, and θ is the orientation of the polarized signal with respect to the horizontal axis in the restframe of the instrument, the radiation power on the detector for a given orientation γ of the HWP is

$$W = D \cdot P_V \cdot R(-\gamma) \cdot H \cdot R(\gamma) \cdot S \quad (4)$$

i.e.

$$W = \frac{1}{2} [I + Q \cos(4\gamma + 2\theta) + U \sin(4\gamma + 2\theta)]. \quad (5)$$

Here both the HWP and the polarizer have been assumed to be ideal. The linear polarized signal (Q, U) is thus modulated by the rotation of the HWP, while the unpolarized intensity I is not. The HWP can be rotated continuously ($\gamma = \dot{\gamma}t$), or in steps. The former is convenient to fight $1/f$ -noise from fluctuating atmospheric emission and the detection chain, while the latter is simpler to implement in the instrument, since the HWP has to be cryogenically cooled to mitigate the effects of some of its non-idealities. In QUBIC we use a cryogenic, large-diameter, stepping HWP.

2.3. Beam forming

Arrays of CMB polarimeters work at mm-waves, where the beam shape is set by diffraction effects in the optics, in addition to detector properties. There are three classes of CMB polarimeters: imagers, coherent interferometers, bolometric interferometers. Coherent interferometers are too complex to implement for a large array of detectors: in fact we need arrays with thousands of pixels to achieve the required sensitivity. So we will consider only bolometric (Fizeau) interferometers in the following.

In a *Direct imager* the telescope is followed by an array of detectors in its focal plane. All recent CMB polarization instruments (but one) use this configuration. In a *Fizeau interferometer* there is an array of apertures (feedhorns at the wavelengths of interest here), whose signals are combined so that each aperture illuminates the entire detector array.

QUBIC uses this configuration, with significant advantages.

An array of detectors in the focal plane of an imager samples the image of the sky convolved with the beam response of the telescope. The beam size is defined by diffraction (the larger the telescope aperture the narrower the beam). The same array of detectors in the

focal plane of a Fizeau interferometer samples the interference pattern produced by the sky. The image of the sky (if needed) can be retrieved by means of appropriate transforms (Fourier or similar). Note that the interference pattern reduces to the sky image in the limit of an infinite number of infinitesimal apertures. For a large but finite number of apertures, for each pixel the interferometer is equivalent to an imager with a *strange* multi-lobed beam, with a different shape for different pixels (synthesized beams). The size of the lobes is defined by the maximum distance between apertures (the larger the distance, the narrower the lobes). The number of lobes and their relative amplitude depends on the number of apertures. Despite of their complexity, these beams can be accurately calculated, and used for efficient map making (see e.g. Battistelli & QUBIC coll. 2011). There are other advantages of the interferometer configuration:

- There is a huge flexibility of the system, since one can decide to blank some of the apertures, thus changing the structure of all the beams in a well controlled way. This allows for self-calibration of instrument response, a standard technique in radio-interferometry, which can be used as well in bolometric interferometry. Beam patterns, beam efficiency, and even misalignments can be measured and corrected using the self-calibration procedure (see Bigot-Sazy et al. 2013).
- The fringes pattern depends on the phase shifts of radiation beams crossing different entrance apertures. For a given source shape, the phase shifts depend on the measured wavelengths. The synthesized beam of the interferometer is thus different for different wavelengths. This means that spectral information is present in the data and can be retrieved from the measured images of the fringes (QUBIC Collaboration, 2018). If the bolometers of the array are sensitive to a wide spectral band (e.g. the W band 80 to 110 GHz, or the D band 110 to 170 GHz, or the mm-window band 200 to 300 GHz), one can analyze the detected data dividing them in sub-bands (the more the sub-bands, the worse the sensitivity per-band).

2.4. Site selection

The Earth atmosphere is not perfectly transparent at CMB frequencies. Even in the *mm windows*, residual absorption and emission are present, due to the wings of H_2O , O_2 , O_3 vibro-rotational lines. Moreover, atmospheric emission increases the photon background on the detectors and adds photon noise, while atmospheric turbulence adds significant $1/f$ noise. Two viable strategies have been used for sub-orbital CMB polarization experiments:

- Ground based operation, in sites with low and stable precipitable water vapor (PWV). These allow for long (years) integration time. The best sites are the South Pole and Dome-C in Antarctica, and a few high altitude locations in the Andes.
- Operation aboard of long-duration stratospheric balloon flights: these offer zero PWV, at the cost of limited (max. 1 month) integration time. Longer flights (up to 3 months with sealed balloons) are now becoming fea-

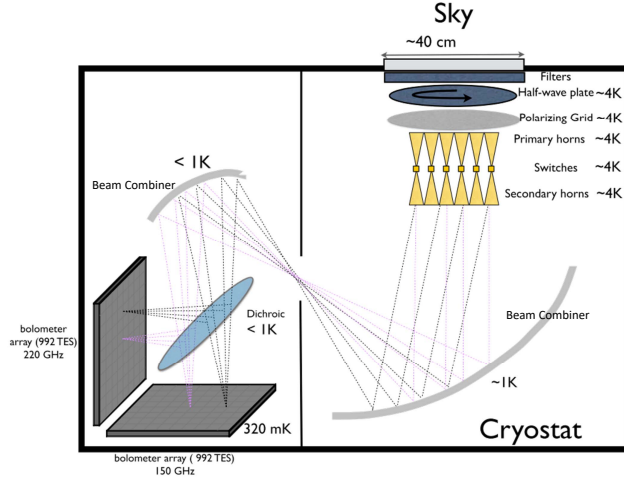


Figure 1: Block-diagram of the QUBIC instrument configuration.

sible, with some constraints on the total mass of the instrument. This option is certainly preferable at high frequencies (> 270 GHz), where atmospheric emission and absorption become very strong for ground-based observations.

QUBIC is a ground-based experiment, able to take data continuously for several years. It will be operated at the Alto Chorrillos mountain site ($24^{\circ}11'11.7''\text{S}$; $66^{\circ}28'40.8''\text{W}$, altitude of 4869 m a.s.l.) selected for the LLAMA (Large Latin American Millimeter Array), near San Antonio de los Cobres, in the Salta province of Argentina. This site is not far (180 km) from the Chilean Atacama site, where other CMB experiments are very successfully operated. The cumulative distribution function for the zenith optical depth measured at the site at 210 GHz has $\tau_{210} < 0.1$ for 50% of the year, and $\tau_{210} < 0.2$ for 85% of the year, while usually mild winds (< 6 m/s for 50% of the year) suggest limited turbulence. The statistics for τ_{210} in Alto Chorrillos is worse than that of an Antarctic site (either South Pole or dome-C), but this disadvantage is compensated by easier site access and logistics. The tradeoff is also justified by the fact that a bolometric interferometer intrinsically rejects large-scale atmospheric gradients, which produce most of the atmospheric noise; moreover, atmospheric emission is not polarized to first order.

3. The QUBIC instrument

The instrument core configuration is sketched in Figure 1. The optics and the detection chain are entirely enclosed in a large cryostat, which is pointed at the sky region under observation by means of an alt-az mount. An additional degree of freedom allows for a rotation of the instrument around its boresight. This assembly is protected by a shelter, containing the power, operation, data acquisition, storage and communications electronics (see the sketch in Figure 2).

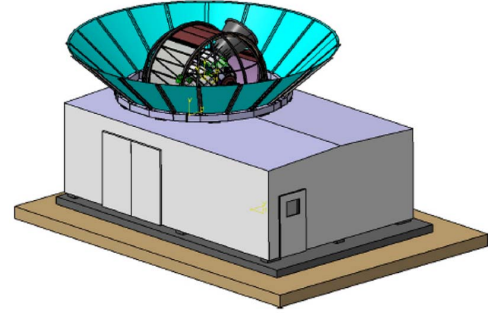


Figure 2: Rendering of the instrument and its protection shelter. The panels of the dome have been removed to show the instrument cryostat.

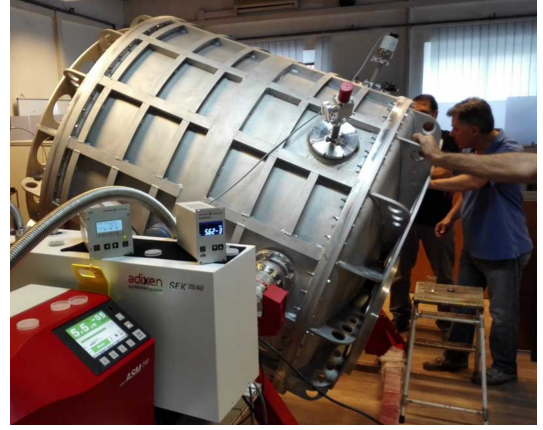


Figure 3: The vacuum shell of the QUBIC cryostat during testing.

3.1. The cryogenic system

The cryogenic system of QUBIC has a first stage based on a large aluminum vacuum shell and two 0.9W pulse tube (PT) refrigerators, cooling a large volume ($\sim 1 \text{ m}^3$) at 4K (see Figure 3).

The vacuum shell includes a large (~ 50 cm diameter, 20 mm thick) ultra-high molecular weight polyethylene window for the incoming radiation beam. The lightweight shell design is based on experience with balloon-borne cryostats (Masi et al., 1999). The 40K stage of the PT cools a radiation shield and a large thermal filter rejecting visible and near infrared radiation from the entrance beam. The 4K stage of the PT cools a second radiation shield, with a beam aperture including thermal and low-pass full-beam filters. The rotating waveplate and the grid polarizer are cooled by the same stage. The 40K and 4K shields are mechanically supported by trusses of fiberglass tubes. A large ^4He evaporation refrigerator (May et al., 2016) cools at $\sim 1\text{K}$ a further shield (the 1K box), thermally insulated from the 4K stage by means of stainless steel tubes. It also cools the large beam-combiner mirrors, and the dichroic filter splitting incoming radiation into two focal planes. A ^3He evaporation refrigerator (May et al., 2016) cools at 0.3K the detector arrays, including their

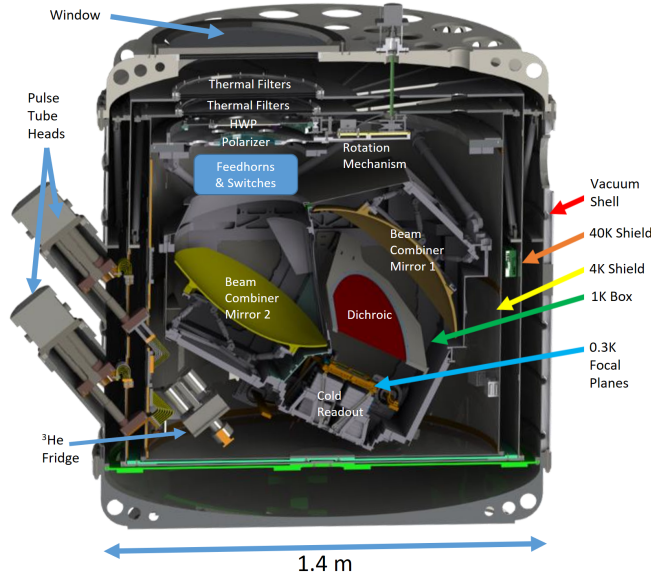


Figure 4: Rendered cut view of the QUBIC receiver. All the main subsystems cooled by the cryogenic system are labeled in the figure.

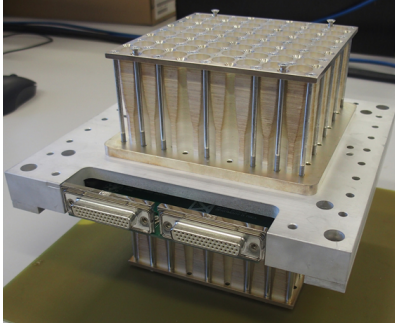


Figure 5: 8x8 150GHz array of horns, bracketing the array of switches, for the QUBIC demonstrator. The horns are produced stacking precision-cut metal platelets.

optical filters and proximity electronics. In Figure 4 we show the internal configuration of all the main subsystems cooled by the QUBIC cryostat. The total mass to be cooled at 1K is of the order of 150 kg. We use efficient heat switches to reduce the cooling time to less than 10 days.

3.2. The optical system

400 co-aligned primary horns form the array of apertures of the interferometer (Figure 5). The horns are fabricated using the platelets technique (see e.g. Del Torto et al. 2011). Each aperture is composed of a front horn collecting radiation from the sky, a RF switch, and a back horn illuminating the entire focal plane array of bolometric detectors through a beam-combining optical system.

In the first module of QUBIC two focal-plane arrays of detectors are illuminated by the beam-combiner: one receives radiation reflected from the dichroic, the other receives transmitted radiation. The transmitted array

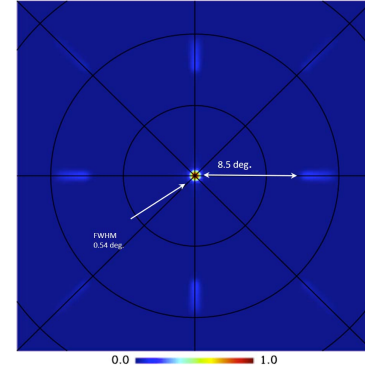


Figure 6: Simulation of the synthesized beam of the center pixel of the 150 GHz array, taking into account the finite (30%) bandwidth of the detectors. The beams of peripheral pixels are more complex and less symmetric, with side beams efficiency higher than the boresight beam.

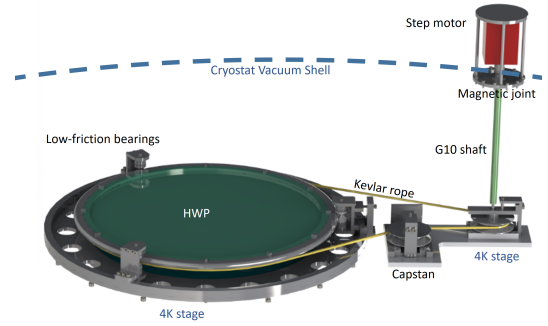


Figure 7: Sketch of the cryogenic rotator for the QUBIC HWP. Not shown: optical fibers and optical encoder for position readout.

is sensitive to the 150 GHz band, the reflected one is sensitive to the 220 GHz band. The pattern of fringes formed on the focal planes depends on the brightness distribution of the observed sky. In time-reverse, each bolometer in the focal plane array illuminates cophasally the entrance apertures array. The sensitivity to radiation coming from different directions of the sky (synthesized beam) can be computed taking into account the primary beam defined by the horns, the interference due to the different phase delays of source radiation arriving at different horns, and the additional sidelobes rejection provided by the forebaffle and the ground shield. An example is shown in Figure 6.

Polarization sensitivity is obtained by means of a rotating HWP, followed by a wire-grid polarizer. The HWP is stepped by a cryogenic mechanism, which is an improved version of the one described in Salatino et al. (2011). The general design of the rotator is shown in Figure 7.

3.3. The detection chain

Each focal plane is composed by four 256-pixels arrays (Figure 8) of $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ transition edge sensors

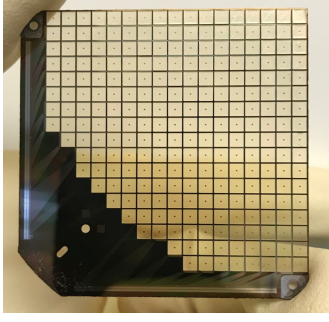


Figure 8: Picture of one 256-pixels $\text{Nb}_x\text{Si}_{1-x}$ TES bolometer array for QUBIC. The pixel pitch is 3 mm.

(TES) with a critical temperature around 500 mK. These bolometers are optimized for a 5-50 pW background (for the 150-220 GHz windows) suspending the Pd-grid absorbers and the thermistors on a 500 nm thin SiN membrane, resulting in a thermal conductivity between 50 and 500 pW/K. The total noise equivalent power (NEP) of these detectors is $\sim 5 \times 10^{-17} \text{ W}/\sqrt{\text{Hz}}$, with a time constant between 10 and 100 ms. The two thermistors ends are routed to the edge of the wafer by means of superconducting Al lines, and connected via wire-bonds to the front-end electronics. The TESs are voltage-biased to exploit strong electrothermal feedback. The current readout is based on SQ600S squids which also allow for 128:1 time-domain multiplexing, using cryogenic ASIC low noise amplifiers (Aumont et al., 2016).

A picture of the cryogenic section of the detection chain assembled is shown in Figure 9.

4. Calibrations and observations

A detailed plan is in place to fully characterize the performance of the QUBIC instrument before and after delivery to the site. These include detectors absolute response, intercalibration and cross talk, band-pass and leakage spectral measurements, synthetic beam reconstruction, polarisation angle recovery, self-calibration checks, time constants, detector linearity, NEP (slope and f-knee values of the noise spectrum), EMI/EMC.

During observations, QUBIC will alternate two operation modes: self-calibration and sky measurement.

In the *self calibration mode*, the instrument points to artificial polarized sources (coherent microwave oscillators for both bands with 1 to 5 mW power, located on top of a calibration tower $\sim 45\text{m}$ high and $\sim 45\text{m}$ away from the instrument). Meanwhile, the switches of the feedhorns are operated to close the entrance apertures two by two, allowing to analyze the performance of the system and identify systematic effects, as described in Bigot-Sazy et al. (2013). The sources are optimized to produce very high S/N ($\sim 20\,000$) signals, while not saturating the detectors. The time allocated for self-calibration will be significant (up to 50% of the total useful time, depending on the performance of the instrument).

In the *sky measurement mode* QUBIC will scan at

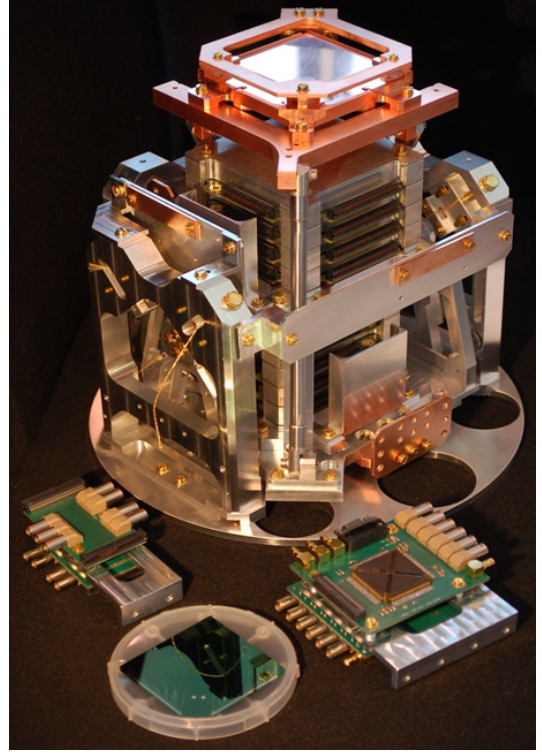


Figure 9: The cryogenic section of the QUBIC detection chain.

constant elevation over low-dust regions in the southern hemisphere, including the BICEP2 region ($\text{RA}=0^\circ$, $\text{dec}=-57^\circ$) and the Planck clean field ($\text{RA}=8.7^\circ$, $\text{dec}=-41.7^\circ$). When observed from Alto Chorrillos, the centers of these two regions change their elevation in the range 30° - 60° and 30° - 70° respectively, matching the allowed elevation range for the operation of the PTs.

The instrument will typically scan in azimuth around the center of the selected field with a typical azimuth range of $\pm 15^\circ$, and a speed $\sim 1^\circ/\text{s}$. The elevation is updated after typically 10 scans to track the elevation of the center of the field. At the end of each scan the HWP is stepped by 15° . Additionally, QUBIC is rotated in steps around its optical axis (details to be defined) to check for systematic effects. This scanning strategy allows to cover $\sim 1\%$ of the whole sky in 24 hours. With this sky coverage, measurements of the B-modes at multipoles $\ell < 100$ are obtained.

5. Performance forecast

End-to-end simulations of the performance of the first module of QUBIC have been carried out (see Aumont et al. 2016 for details), assuming reasonable treatment of foregrounds (which are removed using the two bands of QUBIC and, optionally, also the data of the polarization survey of Planck at 353 GHz) and a conservative 30% time efficiency due to weather in Alto-Chorrillos, and 6 to 12 hours per day for self-calibration. The expected sensitivity to the tensor-to-scalar ratio r after 2 years of observations is $\sigma_r \sim 0.01$ (see Figure 10).

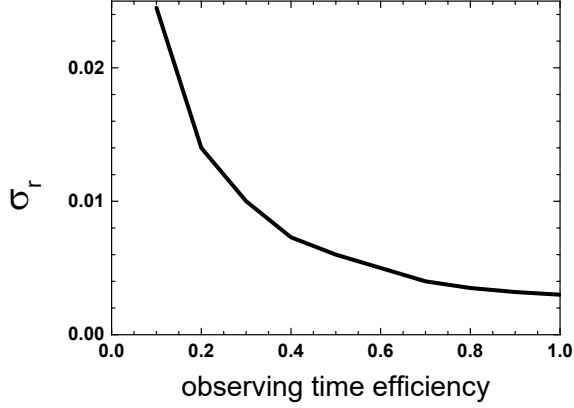


Figure 10: Expected error on the estimate of the tensor to scalar parameter r for 2 years of operation of QUBIC, versus observing time efficiency. If for 30% of the time the weather is excellent (a reasonable assumption for the selected observing site), $\sigma_r \sim 0.01$. This estimate is based on end-to-end simulations, including foreground removal by template fitting on the two bands of QUBIC (150 and 220 GHz).

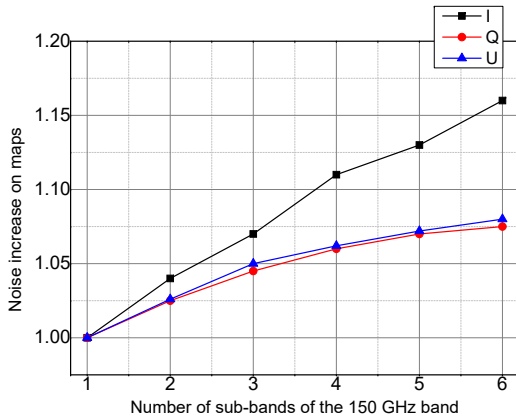


Figure 11: Noise increase in the I, Q, U maps as a function of the number of sub-bands obtained fractioning the original 150 GHz band.

Additional simulations have been performed to analyze the performance of QUBIC as a spectropolarimeter, exploiting the frequency-dependance of the synthetic beam across the bands. In figure 11 it is shown that the penalty for dividing a measurement band in sub-bands is modest, so that spectropolarimetry is really within reach of QUBIC, improving significantly the ability to separate genuine CMB polarization from contaminating foregrounds.

In figure 12 we report the results of end-to-end simulations of the QUBIC results from 2 years of operation of the full instrument. Using the Spectro-Imaging capabilities of QUBIC we can reconstruct three sub-bands within our physical 150 GHz filter and 2 sub-bands in the 220 GHz one. From these 5 maps, we can build 5 B-modes angular power spectra that are

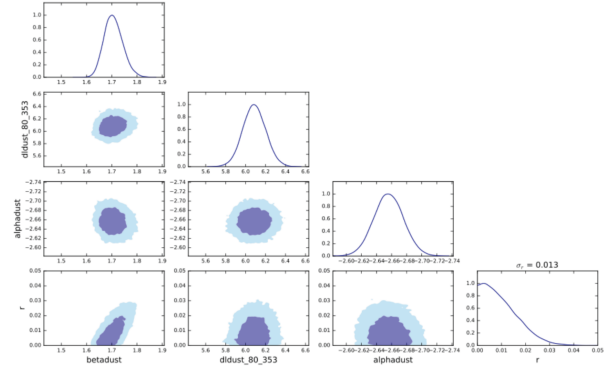


Figure 12: Likelihoods and joint-likelihoods for the determination of the tensor to scalar ratio r , the amplitude of dust fluctuations, and the spectral index of the dust after two years of operation of the QUBIC full instrument (see text).

input in a maximum-likelihood minimization over the tensor-to-scalar ratio r (on the bottom right) as well as on a three-parameters B-modes dust emission model (from latest Planck studies) on the left part. The input primordial B-modes were set to $r=0$ and we see that we indeed find a maximum-likelihood at $r=0$ showing that the dust removal was efficient using the 5 QUBIC bands. The width of the likelihood on r shows a sensitivity $\sigma(r) = 0.013$. This shows both the sensitivity and the ability to control foreground emission using spectro-imaging.

6. Conclusions

The B-mode search is a highly competitive effort involving many teams worldwide and significant resources with "stage-3" experiments like, e.g., BICEP3, Keck Array, CLASS, POLARBEAR, SPTPol, ACTPol, EBEX, SPIDER, LSPE, and with the forthcoming "stage-4" experiments. All these instruments are imagers. QUBIC follows a different approach - bolometric interferometry - with totally different (and well controllable) systematic effects. In this respect, QUBIC assumes extreme importance, since only independent detections of B-modes obtained with orthogonal experiments will provide the required evidence for this elusive observable.

QUBIC is in an advanced, intense development phase, aiming at a full performance demonstration in the first half of 2018, and delivery to the Alto Chorrillos site in the second half of the same year. After commissioning and two years of nominal operation at the site, the experiment promises to deliver high quality CMB polarization data at 150 and 220 GHz, improving the sensitivity to B-modes by almost one order of magnitude with respect to current experiments, with very effective systematics control features.

The scalability of the QUBIC concept is such that QUBIC could evolve towards a European stage-4 CMB polarization experiment, with multiple modules allowing for a $\sigma(r) \sim 0.001$ by 2025.

References

- Aumont J., et al., 2016, ArXiv e-prints 1609.04372
 Battistelli E., QUBIC coll. 2011, *Astrop. Phys.*, 34, 705
 Bigot-Sazy M.-A., et al., 2013, *A&A*, 550, A59
 Del Torto F., et al., 2011, *JINST*, 6, 6009
 Hamilton J.-C., et al., 2008, *A&A*, 491, 923
 Kamionkowski M., Kovetz E. D., 2016, *ARA&A*, 54, 227
 Masi S., et al., 1999, *Cryogenics*, 39, 217
 Mather J. C., et al. 1990, *ApJL*, 354, L37
 May A. J., et al., 2016, in *Adv. in Optical and Mech. Tech. for Telescopes and Instr. II*, SPIE proc.. p. 991266
 Planck Collaboration et al., 2016, *A&A*, 594, A1
 QUBIC Collaboration 2018, in preparation
 Salatino M., de Bernardis P., Masi S., 2011, *A&A*, 528, A138

List of institutions

- ¹ Dipartimento di Fisica Sapienza Università di Roma
- ² INFN Sezione di Roma
- ³ Cardiff University
- ⁴ Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Orsay (CNRS-IN2P3)
- ⁵ Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay (CNRS-INSU)
- ⁶ Dipartimento di Fisica, Università di Milano – Bicocca
- ⁷ INFN Sezione di Milano-Bicocca
- ⁸ Regional Noroeste (CNEA)
- ⁹ Dipartimento di Fisica, Università degli studi di Milano
- ¹⁰ INFN Sezione di Milano
- ¹¹ Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies, Orsay
- ¹² National University of Ireland, Maynooth
- ¹³ Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, Orsay (CNRS-IN2P3)
- ¹⁴ Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, Toulouse (CNRS-INSU)
- ¹⁵ Astroparticule et Cosmologie, Paris (CNRS-IN2P3)
- ¹⁶ Centro Atómico Constituyentes (CNEA)
- ¹⁷ Università di Roma Tor Vergata
- ¹⁸ INFN Sezione di Roma Tor Vergata
- ¹⁹ University of Manchester
- ²⁰ Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (CNEA, CONICET, UNSAM)
- ²¹ Facultad de Cs Astronómicas y Geofísicas (Universidad Nacional de La Plata)
- ²² Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas (CNEA, CONICET, UNSAM)
- ²³ University of Wisconsin, Madison
- ²⁴ Centro Atómico Bariloche and Instituto Balseiro (CNEA)
- ²⁵ Brown University, Providence
- ²⁶ Escuela de Ciencia y Tecnología (UNSAM)
- ²⁷ Regional Noroeste (CNEA)
- ²⁸ Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay (CNRS-INSU)
- ²⁹ Instituto Argentino de Radioastronomía (CONICET, CIC)
- ³⁰ GEMA (Universidad Nacional de La Plata)
- ³¹ National University of Ireland, Maynooth
- ³² Cardiff University
- ³³ INFN Sezione di Pisa
- ³⁴ Brown University, Providence

Estudio de fuentes difusas sobre el radiohalo de TXS 0828+193

M. Moyano¹, D. Merlo¹

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / MM: nuj123m@yahoo.com.ar

Resumen / En este trabajo se analizaron imágenes del Telescopio Espacial Hubble de TXS 0828+193, una radiogalaxia a alto redshift ($z=2.572$), con el objetivo de estudiar dos fuentes difusas recientemente detectadas en dirección a la misma e intentar confirmar fotométricamente su relación física con ella. Utilizando en forma combinada los softwares SExtractor y GAIA se obtuvieron para ambas regiones valores de $m_{AB} \approx 26$ y $m_{AB} \approx 27.5$, respectivamente. Si bien se obtuvieron valores muy débiles para poder obtenerse los correspondientes redshift fotométricos, presentamos algunos posibles escenarios astrofísicos que podrían ayudar a discernir la naturaleza de estas dos regiones difusas.

Abstract / In this paper we analyzed images from the Hubble Space Telescope of TXS 0828+193, a radiogalaxy at high redshift ($z=2.572$), with the objective of studying a faint pair of sources recently discovered in order to confirm photometrically its physical relationship with this radiogalaxy. Using combined SExtractor and GAIA values of $m_{AB} \approx 26$ and $m_{AB} \approx 27.5$ were obtained, respectively for both regions. Although very weak values were obtained to be able to obtain the corresponding redshift photometric, we present some proposals that allow to determine the nature of these two diffuse regions.

Keywords / galaxies: high-redshift — radio lines: galaxies — galaxies: halos

1. Introducción

TXS 0828+193 es una radiogalaxia a alto redshift contenida en el catálogo TEXAS. Este catálogo fue elaborado a partir del *Texas Survey*, un relevamiento de radiofuentes discretas con $\delta \in [-35.5^\circ, +71.5^\circ]$ (B1950), en la frecuencia de 365 MHz ($\lambda = 82$ cm) utilizando el *Texas Interferometer* del Observatorio de Radioastronomía de la Universidad de Texas (UTRAO) durante los años 1974 a 1983 (Douglas et al., 1996).

La fuente está embebida en una extensa nebulosa Lyman- α y está asociada a una radiofuente con un flujo de 22 mJy alrededor de 4.7 GHz. Su estructura consiste de varios componentes e incluye dos jets detectados a la frecuencia del relevamiento, uno de ellos extendiéndose a partir del núcleo. Por otro lado, su estructura óptica presenta varias componentes agrupadas en forma triangular, con una doble burbuja en uno de sus extremos (Moraes et al., 2017). Estos autores proponen también que TXS 0828+193 estaría rodeada por una burbuja de gas en expansión, con un radio de ≈ 16 Kpc ($2''$), dentro de la cual se encontraría el gas cinemáticamente más perturbado. También asumen una velocidad de expansión de ≈ 1000 km s⁻¹ y encuentran plausible que la emisión en radio se haya iniciado simultáneamente con la expansión de la burbuja.

Usando el interferómetro IRAM Plateau de Bure, Nesvadba et al. (2009) detectaron una intensa línea de emisión del CO(3-2) en el halo de TXS 0828+193, a una distancia de $\approx 10''$ al sudoeste del centro geométrico de la radiogalaxia. La contraparte fotométrica desde el ultravioleta hasta el infrarrojo no pudo detectarse, lo

cual implica que tendría una baja masa estelar y poca tasa de formación estelar. Por ello propusieron que la línea sería emitida por una galaxia satélite en rotación, o por dos galaxias satélites del halo de TXS 0828+193, a unos pocos kpc de la misma. También sugirieron que esta línea se originaría en las nubes o en los filamentos del mismo halo.

Este trabajo estuvo dedicado a analizar imágenes del *Hubble Space Telescope* (HST) de esta radiogalaxia. Las mismas revelarían lo que podría ser la contraparte óptica de la línea de emisión detectada por Nesvadba y colaboradores. Con ello podríamos determinar cuál es su origen y permitiría discernir si existe una relación física entre las mismas.

2. Línea de emisión del CO(3-2)

La línea de emisión del CO(3-2) identificada por Nesvadba et al. (2009) está alineada con el eje del radiojet y consta de dos componentes compactas, las cuales fueron identificadas como SW1 y SW2 respectivamente. En la resolución espacial de sus observaciones, estas dos componentes tienen la misma posición, pero diferentes corrimientos al azul, $\Delta V(\text{SW1}) \approx -200$ km s⁻¹ y $\Delta V(\text{SW2}) \approx -900$ km s⁻¹ respecto de la radiogalaxia. Además de estar corridas al azul, SW1 y SW2 también están del lado de la radiogalaxia en el cual el halo Lyman- α difuso también está desplazado al azul (Nesvadba et al., 2009). Estos autores habían estimado previamente la velocidad sistémica a partir del marco de referencia óptico de la espectroscopía de campo integral realizada en TXS 0828+193 (Nesvadba et al., 2008).

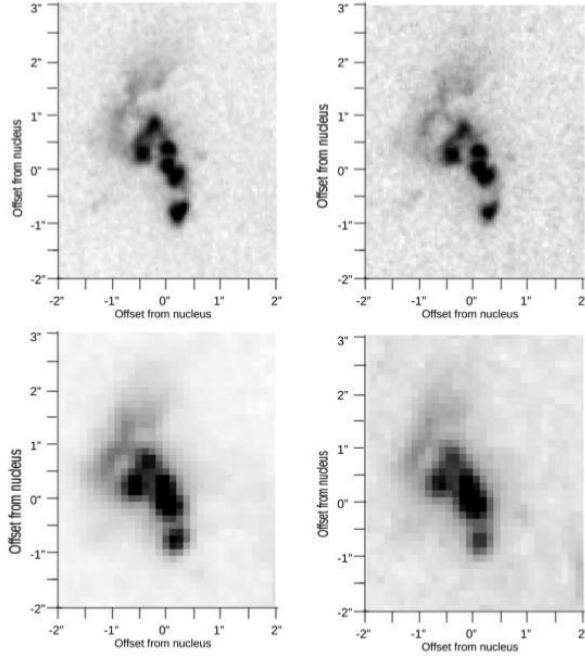


Figura 1: Imágenes de TXS 0828+193 obtenidas con las cámaras WFC3 y ACS del *HST*, extraídas de Morais et al. (2017). Los paneles superiores muestran, de izquierda a derecha, la radiogalaxia en los filtros F606W y F814W, mientras que los paneles inferiores lo hacen en los filtros F110W y F160W. En todas ellas, el norte está orientado hacia arriba y el este a la izquierda.

3. Imágenes *HST*

En este trabajo se utilizaron cuatro imágenes fotométricas de la radiogalaxia TXS 0828+193, extraídas de la base de datos del *HST* y publicadas por Morais et al. (2017), las cuales se muestran en la Figura 1. Dos de ellas fueron adquiridas utilizando la cámara WFC3 y las otras dos obtenidas con la cámara ACS. Es importante mencionar que la cámara WFC3 dispone de una resolución de $0.13''/px$, mientras que la de la cámara ACS es de $0.049''/px$.

Además, las imágenes de la radiogalaxia corresponde a los filtros F110W y F160W (cámara WFC3) y con los filtros F814W y F606W (cámara ACS) (ver Tablas 1 y 2).

4. Resultados

Del análisis realizado sobre las imágenes del *HST*, identificamos objetos nebulosos a una distancia angular $\approx 10''$ del centro geométrico de la radiogalaxia, cuyas posiciones parecen coincidir con las fuentes asociadas a la emisión de la línea del CO(3-2) que se mencionan en el trabajo de Nesvadba et al. (2009). En la Figura 2 se indica con amarillo las posiciones de los mismos sobre la imagen tomada con el filtro F160W.

En cada una de las cuatro imágenes analizadas se midió la relación señal sobre ruido (S/N) utilizando el software SEXTRACTOR. Para ello, primero determinamos la desviación estándar del fondo del cielo; luego

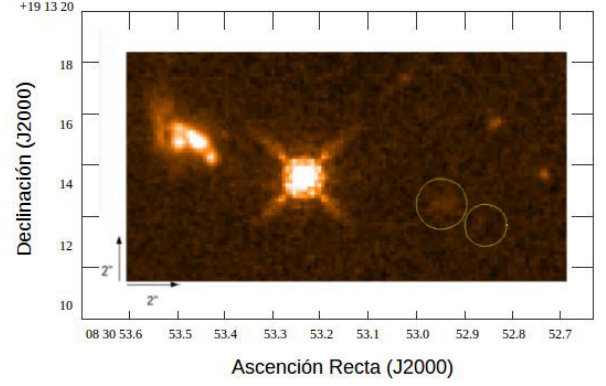


Figura 2: Imagen *HST* tomada con el filtro F160W de la radiogalaxia y las dos nebulosidades analizadas (indicadas en amarillo). Nuevamente el Norte se encuentra hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

se definió la relación (S/N) de cada píxel de la imagen como la diferencia entre el flujo del píxel y el flujo promedio del fondo del cielo (píxeles circundantes), expresada en desviaciones estándares del fondo del cielo. En este procedimiento consideramos una detección si el conjunto de píxeles adyacentes, con relación (S/N) > 3 , cubría un área superior a 0.03 arcsec^2 . Una vez que uno de los objetos fue detectado, medimos la relación (S/N) y la magnitud en las restantes, considerando la misma posición.

En las imágenes correspondientes a la cámara WFC3 medimos las magnitudes utilizando el software SEXTRACTOR. Por otra parte, en la imagen correspondiente al filtro F606W solo se pudo distinguir una de las dos nebulosidades, a la cual se le midió también su magnitud usando por separado los softwares SEXTRACTOR y GAIA. En las Tablas 1 y 2 se indican los resultados de estas mediciones. En la primera columna de las mismas se detalla la fecha de adquisición y en la segunda se indican los filtros utilizados para obtener la imagen; de la tercera a la quinta se consignan, respectivamente, la longitud de onda efectiva del filtro, el rango de longitudes de onda cubierto por el mismo y este rango medido en el sistema de referencia de laboratorio. En la sexta y séptima columnas se listan las coordenadas de los objetos nebulosos, que coinciden con las de la línea de emisión del CO(3-2) identificada por Nesvadba et al. (2009); en la octava se muestra la relación (S/N) medida con SEXTRACTOR, mientras que en la última se brindan las magnitudes obtenidas en el sistema fotométrico AB (Oke, 1974; Oke & Gunn, 1983).

5. Conclusiones

En este trabajo se utilizaron cuatro imágenes de archivo del *HST* de la radiogalaxia TXS 0828+193 con el objetivo de obtener las magnitudes integradas m_{AB} de dos regiones difusas identificadas alrededor de la misma, las cuales podrían ser la contraparte fotométrica de la línea de CO(3-2) detectada por Nesvadba et al. (2009). Como puede verse de las Tablas 1 y 2, se obtuvieron magni-

Tabla 1: Relación (S/N) y magnitud determinadas en las imágenes del *HST* correspondientes al objeto nebuloso más boreal del par (a la izquierda en la figura 2).

Fecha Obs.	Filtro	λ_{ef} [Å]	Rango de λ_{obs} [Å]	Rango de λ_0 [Å]	α	δ	S/N	m_{AB}
10/03/2010	F110W	11534	9319-13749	2608.90-3849.10	127.720803	19.2193589	2	26.4 ± 0.2
08/05/2011	F160W	15369	14027-16710	3927.07-4678.19	127.720725	19.2193233	3	25.4 ± 0.2
26/03/2010	F814W	-	6885-8000	1927.49-2463.61	-	-	-	-
28/03/2010	F606W	5808	4633-7180	1297.03-2010.08	-	-	-	-

Tabla 2: Relación (S/N) y magnitud determinadas en las imágenes del *HST* correspondientes al objeto nebuloso más austral del par (a la derecha en la figura 2).

Fecha Obs.	Filtro	λ_{ef} [Å]	Rango de λ_{obs} [Å]	Rango de λ_0 [Å]	α	δ	S/N	m_{AB}
10/03/2010	F110W	11534	9319-13749	2608.90-3849.10	127.720492	19.2189763	2	27.3 ± 0.3
08/05/2011	F160W	15369	14027-16710	3927.07-4678.19	127.720514	19.2189670	2	27.0 ± 0.4
26/03/2010	F814W	-	6885-8000	1927.49-2463.61	-	-	-	-
28/03/2010	F606W	5808	4633-7180	1297.03-2010.08	127.720499	19.2189704	3	28.4 ± 0.4

tudes muy débiles con una baja relación (S/N) ($\approx 2-3$) lo que impide obtener el *redshift* fotométrico de estas regiones. Por lo tanto será necesario realizar observaciones espectroscópicas de mejor resolución espacial para determinar estos *redshifts* y poder confirmar si están asociados o no a las fuentes emisoras de CO(3-2), como sugieren Nesvadba et al. (2009).

En estas condiciones, obtener espectros útiles desde el rango óptico hasta el lejano infrarrojo, aún con telescopios como GEMINI, sería dificultoso ya que las magnitudes obtenidas en las cuatro imágenes *HST* analizadas fueron muy elevadas. De hecho se realizaron simulaciones espectroscópicas GMOS-IFU con GEMINI con esta radiogalaxia y dieron una relación (S/N) $\lesssim 7$ para 20 exposiciones de 15 minutos cada una (FWHM=1"). Una alternativa superadora sería realizar observaciones en radio con algún instrumento que posibilite una resolución espacial de 0.5". Analizando las características que ofrece el observatorio radioastronómico *Karl G. Jansky Very Large Array* (VLA), resulta que su configuración "A" alcanza esta resolución en los 4 GHz.

Otra posibilidad a tener en cuenta en la interpretación de estas nebulosidades detectadas sería considerar que las mismas indiquen actividad de formación estelar asociada con el gas molecular. Según los valores de la Tabla 2, SW2 no parecería estar lo suficientemente enrojecido (Humphrey, 2018).

Con respecto a las líneas de emisión, otro aspecto a tener en cuenta de los filtros fotométricos disponibles en el *HST* es que muchas de las líneas de emisión más brillantes que caracterizan a estos tipos de objetos se encuentran fuera del rango espectral de los mismos. Por ejemplo, a $z=2.57$: $Ly_{\alpha} \sim 4340$ Å, [O III]5007~17880 Å, $H_{\alpha} \sim 23430$ Å, entre otras. Sin embargo, a este *redshift* la línea [O III]3727 se encontraría a ~ 23430 Å y por lo tanto podría ser detectada en el rango cubierto por el filtro F110W, pero probablemente la mayoría del flujo medido en esta banda se encontraría dominado por la emisión continua y no por esta línea de emisión (Humphrey, 2018).

Agradecimientos: Los autores agradecen al referi anónimo por las observaciones realizadas, las cuales contribuyeron a mejorar la presentación de este trabajo. También agradecen al Dr. Andrew Humphrey (Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, Portugal) por los comentarios adicionales que lo enriquecieron.

En esta investigación se utilizaron imágenes del *HST*, administrado por el STScI y operado por "The Association of Universities for research in Astronomy, Inc." bajo contrato con NASA.

Finalmente los autores agradecen también a la Secretaría de Ciencia y Tecnología de la UNC (SeCyT-UNC) por ser uno de ellos (MM) beneficiario de una Beca Doctoral, y por financiar esta investigación a través del subsidio "Estudio de la relación 'Starburst-Medio Interestelar-AGN' en galaxias a bajo y alto *redshift*".

Referencias

- Douglas J. N., et al., 1996, *AJ*, 111, 1945
Humphrey A., 2018, *Comunicación privada*
Morais S. G., et al., 2017, *MNRAS*, 465, 2698
Nesvadba N. P., et al., 2008, *A&A*, 491, 407
Nesvadba N. P., et al., 2009, *MNRAS*, 395, L16
Oke J. B., Gunn J. E., 1983, *ApJ*, 266, 713
Oke J. B., 1974, *ApJS*, 27, 21

Primer estudio global sobre las relaciones fundamentales de la población de galaxias de tipo temprano en el cúmulo de Antlia

J.P. Calderón^{1,2}, L.P. Bassino^{1,2}, S.A. Cellone^{2,3}

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina

Contacto / jpcalderon@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se presentan resultados preliminares del primer estudio sobre las relaciones fundamentales seguidas por galaxias de tipo temprano, que abarcan la totalidad del cúmulo de Antlia.

En este estudio se utilizaron imágenes que fueron adquiridas en los filtros R (Kron-Cousins) y C (Washington) con la cámara MOSAIC II del telescopio Blanco de 4 m del Observatorio Interamericano de Cerro Tololo (CTIO), un arreglo de 8 CCDs que permite una gran cobertura espacial en cada campo. Además, se cuenta con espectros GEMINI-GMOS y VIMOS-VLT, los cuales se utilizaron para corroborar membresía en algunas de las galaxias consideradas. El presente trabajo, con la inclusión de tres nuevos campos MOSAIC, completa la fotometría superficial de la población de galaxias de tipo temprano del cúmulo de Antlia. Esto corresponde a un área proyectada de aproximadamente 2.5 grados cuadrados, constituyendo así la cobertura CCD más extensa hasta el momento. El rango de magnitudes que se cubre es $-11 \leq M_V \leq -22$ mag, en el que se incluyen tanto galaxias enanas elípticas (dE) y esferoidales (dSph) en el extremo de bajo brillo superficial, como galaxias elípticas (E) y lenticulares (S0) en el extremo de mayor brillo. Una característica relevante de este trabajo es la gran cantidad de galaxias enanas analizadas en detalle, cuyo brillo superficial llega hasta $\mu_V \approx 27.5$ mag arcsec⁻².

Abstract / We present preliminary results of the first study on fundamental relationships followed by early-type galaxies, encompassing the entire Antlia cluster.

In this study, we used R (Kron-Cousins) and C (Washington) images taken with the MOSAIC II camera mounted on the Blanco 4m telescope of the Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO), which is an arrangement of 8 CCDs that allows a large coverage in each field. Additionally, we have GEMINI-GMOS and VIMOS-VLT spectra, which were used to confirm membership in a subsample of galaxies. With the inclusion of three new MOSAIC fields, the present work completes the surface photometry of the early-type galaxies population of the Antlia cluster. This corresponds to a projected area of approximately 2.5 square degrees, being the largest CCD coverage so far. The magnitude range is $-11 \leq M_V \leq -22$ mag, which includes both elliptical (dE) and spheroidal (dSph) dwarf galaxies on the low surface-brightness side, as well as elliptical (E) and lenticular (S0) galaxies on the high surface brightness side. A relevant feature of this work is the large number of dwarf galaxies analyzed in detail, with surface brightness reaching $\mu_V \approx 27.5$ mag arcsec⁻².

Keywords / galaxies: clusters: general — galaxies: clusters: individual: Antlia — galaxies: fundamental parameters — galaxies: dwarf — galaxies: elliptical and lenticular, cD

1. Introducción

El cúmulo de galaxias de Antlia se ubica a una distancia de $d \sim 35$ Mpc (Dirsch et al., 2003), es el tercer cúmulo más cercano, por lo que resulta de gran relevancia para realizar estudios estructurales en gran escala. La zona central del cúmulo fue estudiada previamente por Smith Castelli et al. (2008a,b); en dicha zona se encuentran ubicadas las dos galaxias elípticas más brillantes NGC 3258 y NGC 3268 (por lo que el cúmulo estaría compuesto por al menos dos subgrupos), así como también NGC 3273, una galaxia S0 ubicada al SE de las anteriores, como se puede ver en la Figura 1. En el campo 1 (al NE del campo central) se encuentra NGC 3281, una galaxia espiral (S) que parece estar alineada con la estructura que forman las Es más brillantes. Estas

cuatro galaxias son las más brillantes del complejo que forma el cúmulo de Antlia.

La selección inicial de galaxias se realizó en base al catálogo de (Ferguson & Sandage, 1990, FS90), que contiene 375 galaxias, tanto de tipo temprano como tardío. En Calderón et al. (2015) se obtuvieron las primeras relaciones fotométricas mediante ajustes de modelos de Sérsic, a los perfiles de brillo de un conjunto de 138 galaxias de tipo temprano, que se encuentran en los campos 0 a 4 (ver Figura 1). En el presente trabajo, al incluir los campos 5 a 7, la muestra estudiada suma un total de 219 galaxias. En esta última, se han incluido sólo las galaxias de tipo temprano cuya membresía fue definida por mediciones de velocidad radial (i.e. su velocidad radial se encuentra en el rango

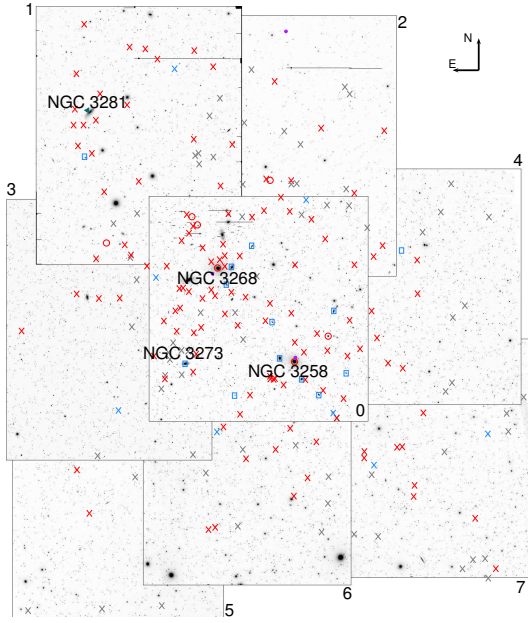


Figura 1: Composición de los 8 campos MOSAIC estudiados. El campo central (o campo 0), se encuentra en el centro de la figura, en el que se ubican las galaxias NGC 3258 y NGC 3268. Alrededor se disponen los campos 1 a 7, que fueron tomados con zonas de superposición, a fin de obtener una fotometría homogénea. El triángulo verde en el campo 1 corresponde a la ubicación de NGC 3281, el resto de los símbolos se corresponden con los de la Figura 2.

1200 - 4200 km s⁻¹, Smith Castelli et al. 2008a), o aquellas que, según el criterio morfológico de FS90, se clasifican como miembros “definitivos” o “probables” (membresía 1 y 2, según FS90). La validez de este criterio fue discutido con anterioridad en Calderón et al. (2015).

2. Relaciones fotométricas

Se presentan las relaciones fotométricas para la muestra estudiada. En el diagrama color-magnitud (Figura 2, también identificada como Secuencia Roja de galaxias Es en cúmulos) se puede ver el ajuste lineal, calculado a partir de los miembros confirmados, y una franja gris que corresponde al intervalo de confianza $\pm 3\sigma$ respecto del ajuste. Las candidatas (cruces grises) fueron identificadas visualmente sobre las imágenes y luego seleccionadas por quedar dentro del rango determinado por esta franja. Se puede ver que la mayoría de los miembros confirmados por velocidad radial quedan dentro de la franja considerada, comportamiento que es compartido por la mayoría de las galaxias de membresía 1 y 2. La existencia de miembros por fuera de esta franja, se debe posiblemente a que pertenezcan a diferentes grupos dentro del cúmulo.

En la Figura 3 se pueden ver las relaciones entre el brillo superficial efectivo (μ_e , panel superior) y el radio efectivo (r_e , panel inferior) versus la magnitud total integrada (M_V). Para facilitar la comparación con otros cúmulos, se transformaron los parámetros en T_1 al filtro V , mediante las ecuaciones dadas por Fukugita et al. (1995). Los nuevos datos aportados por este traba-

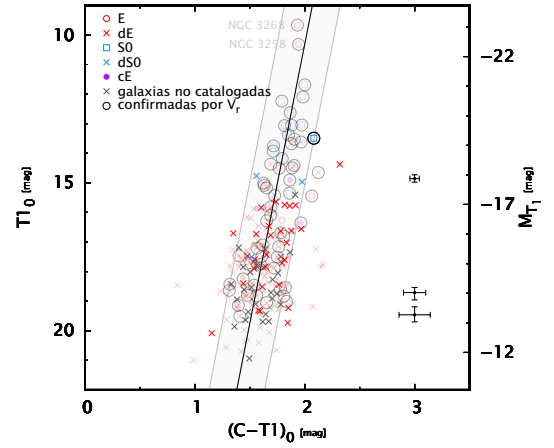


Figura 2: Relación color-magnitud para las galaxias de tipo temprano del cúmulo de Antlia. Los símbolos están identificados en la figura y se han agregado los datos de Calderón et al. (2015) en color tenue para facilitar la comparación, mientras que el resto corresponden al aporte del presente trabajo. A la derecha se muestran errores típicos para diferentes magnitudes.

jo permiten mejorar los ajustes a cada relación, principalmente en las zonas de bajo brillo superficial. En la Figura 3(a) se observa que las relaciones curvas propuestas por Graham (2013), abarcan desde las galaxias más débiles del cúmulo, hasta las Es más brillantes, a pesar de que las S0s en el rango de $M_V = -16$ a -20 mag se apartan de esta relación. Por otro lado, las galaxias elípticas compactas (cE) parecerían seguir una relación paralela a la secuencia de dE (Chilingarian et al., 2009). Un análisis similar puede hacerse sobre la Figura 3(b), que muestra que las galaxias dEs confirmadas cubren un rango de radios efectivos alrededor de 1 kpc. Recientemente fueron detectadas un conjunto de galaxias ultra difusas en el cúmulo de Fornax (Venholá et al., 2017), que serían consistentes con los radios efectivos de las nuevas candidatas en Antlia.

3. Propiedades globales

Se muestra en la Figura 4(a) un perfil de densidad por unidad de área (Σ) de las galaxias de tipo temprano que conforman la muestra, con respecto al centro geométrico tomado como el punto medio entre las dos galaxias elípticas dominantes. Como era esperable, esta figura confirma que las dos galaxias elípticas más brillantes son las galaxias dominantes del cúmulo, alrededor de las cuales se encuentra una sobredensidad de galaxias, lo que sería consistente con la idea de, al menos, dos subgrupos. Para tener una referencia, se indica las posiciones de las cuatro galaxias más brillantes del cúmulo y se diferenciaron las galaxias dEs (en rojo). La función de luminosidad para la banda T_1 de Washington (derivada a partir del R) y el ajuste de una función de Schechter (en verde) se muestran en la Figura 4(b). Debido a la completitud de la muestra (Calderón et al., 2015), el ajuste se limitó a $M_{T1} < -14$ mag. y los parámetros obtenidos, teniendo en cuenta la muestra completa son: $\alpha = -1.35 \pm 0.07$ y $M^* = -21.15 \pm 2.11$.

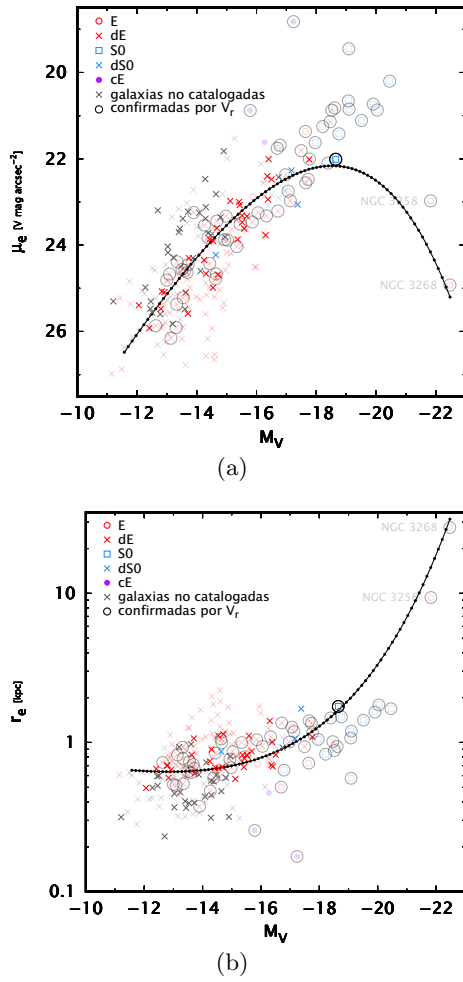


Figura 3: Relaciones fotométricas obtenidas a partir de ajustes del modelo de Sérsic a los perfiles de brillo de las galaxias. Las líneas curvas representan las relaciones obtenidas en Calderón et al. (2015).

4. Resultados

Los datos obtenidos a partir de la fotometría superficial de las galaxias que se encuentran en los nuevos campos mantienen la baja dispersión en la relación color-magnitud. Al incluirlos en las relaciones de parámetros estructurales, se observa un importante aporte en las zonas de bajo brillo superficial.

Por otro lado, al duplicar la cobertura espacial, se pudo hacer una determinación de la distribución espacial proyectada de las galaxias de tipo temprano de casi todo el cúmulo, llegando a 70 minutos de arco del centro geométrico (~ 700 kpc). Con esto, se pudo corroborar que las galaxias E más brillantes (NGC 3258 y 3268), se ubican en una sobredensidad de galaxias. Por último, la función de luminosidad muestra un comportamiento típico de ambientes densamente poblados (Trentham & Hodgkin, 2002) en donde las galaxias dEs son las trazadoras de la luminosidad del cúmulo en el rango de bajo brillo superficial.

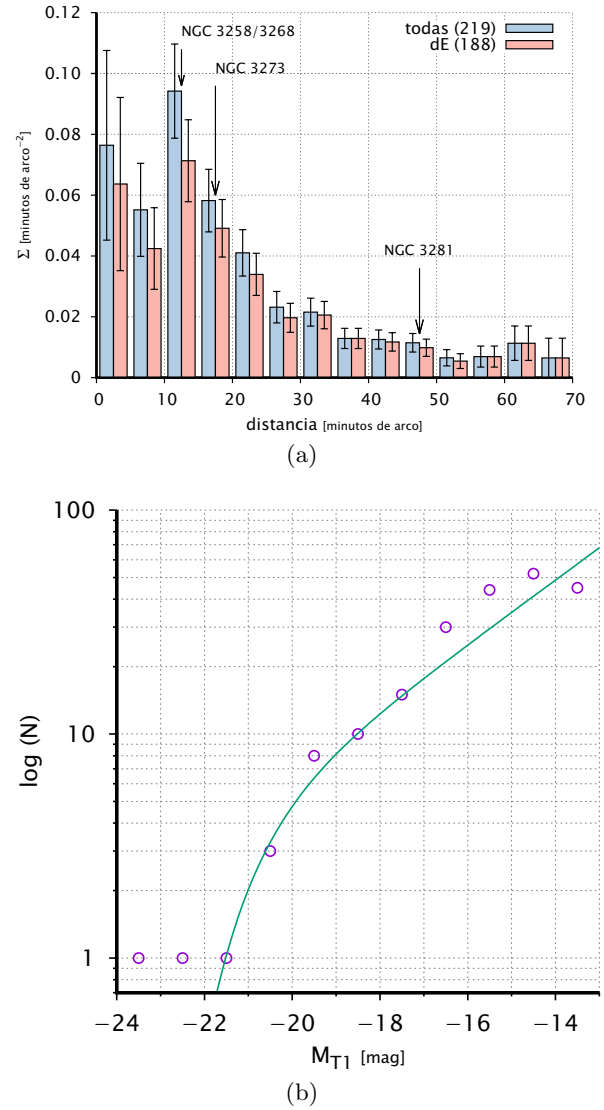


Figura 4: Panel superior: Perfil de densidad. Con flechas se indican las posiciones de las cuatro galaxias más brillantes del cúmulo, y se diferencia la muestra total (en azul) y las galaxias dEs (en rojo). Panel inferior: Función de luminosidad para las galaxias de tipo temprano de la muestra estudiada, en el filtro T1. Se ajustó una función de Schechter que se muestra en verde.

Referencias

- Calderón J. P., et al., 2015, MNRAS, 451, 791
- Chilingarian I., et al., 2009, Science, 326, 1379
- Dirsch B., Richtler T., Bassino L. P., 2003, A&A, 408, 929
- Ferguson H. C., Sandage A., 1990, AJ, 100, 1
- Fukugita M., Shimasaku K., Ichikawa T., 1995, PASP, 107, 945
- Graham A. W., 2013, Elliptical and Disk Galaxy Structure and Modern Scaling Laws. p. 91
- Smith Castelli A. V., et al., 2008a, MNRAS, 386, 2311
- Smith Castelli A. V., et al., 2008b, MNRAS, 391, 685
- Trentham N., Hodgkin S., 2002, MNRAS, 333, 423
- Venhola A., et al., 2017, A&A, 608, A142



Evolution of the stellar metallicities of galaxies in the EAGLE simulations

M.E. De Rossi^{1,2}, R.G. Bower³, A.S. Font⁴, J. Schaye⁵, T. Theuns³

¹ *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales y Ciclo Básico Común, UBA, Argentina*

² *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

³ *Institute for Computational Cosmology, University of Durham, Reino Unido*

⁴ *Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, United Kingdom*

⁵ *Leiden Observatory, Leiden University, The Netherlands*

Contact / mariaemilia.dr@gmail.com

Resumen / Estudiamos la correlación entre masa estelar y metalicidad estelar en el conjunto de simulaciones cosmológicas hidrodinámicas *Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments* (EAGLE). A una dada masa estelar, las galaxias simuladas con metalicidades estelares menores muestran, en promedio, fracciones de gas mayores, tasas de formación estelar específicas mayores y poblaciones estelares más jóvenes. La retroalimentación al medio por núcleos activos de galaxias parece jugar un rol importante en la determinación de la metalicidad estelar a masas altas. En general, los sistemas simulados siguen una anticorrelación bien definida entre metalicidad estelar y fracción de gas, la cual no evoluciona significativamente con el corrimiento al rojo. Todas estas tendencias son consistentes con hallazgos previos respecto de la metalicidad del gas en regiones de formación estelar en EAGLE.

Abstract / We study the correlation between stellar mass and stellar metallicity in the Evolution and Assembly of GaLaxies and their Environments (EAGLE) suite of cosmological hydrodynamical simulations. At a given stellar mass, simulated galaxies with lower stellar metallicities show, on average, higher gas fractions, higher specific star formation rates and younger stellar populations. Active galactic nuclei feedback seems to play an important role on the determination of the stellar metallicity at high stellar masses. In general, simulated systems follow a well-defined anticorrelation between stellar metallicity and gas fraction, which does not evolve significantly with redshift. All these trends are consistent with previous findings regarding the metallicity of the star-forming gas in EAGLE.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: star formation — cosmology: theory

1. Introduction

The study of the chemical abundances of galaxies is a topic of great interest in the community as it can help to constrain galaxy formation models (e.g. Finlator, 2017). In the local Universe, there is a well-defined correlation between gas-phase oxygen abundances ($O/H|_{\text{gas}}$) and stellar masses (M_*) of galaxies in such a way that more massive systems are more metal-enriched (e.g. Tremonti et al., 2004). The $M_* - O/H|_{\text{gas}}$ relation seems to evolve with redshift (z) in the sense that galaxies of similar masses were less metal-enriched in the past (e.g. Maiolino et al., 2008).

In last years, different authors suggested that the $M_* - O/H|_{\text{gas}}$ relation may be the projection on to two dimensions of a more fundamental relation (FMZR) between M_* , $O/H|_{\text{gas}}$ and star formation rate (SFR) (e.g. Mannucci et al., 2009). Other authors claimed that the FMZR might be a consequence of a more fundamental correlation between M_* , $O/H|_{\text{gas}}$ and gas fraction (f_{gas}) (e.g. Bothwell et al., 2013).

During the last decades, different theoretical models and simulations have tried to provide light into the origin of metallicity scaling relations (e.g. De Rossi et

al., 2015; Bahé et al., 2017). In a recent work, (De Rossi et al., 2017) investigated different correlations between metallicities and other global properties of galaxies in the EAGLE simulations (Schaye et al., 2015). These authors focused mainly on the analysis of the star-forming (SF) gas metallicities, finding good agreement between some observed trends and predictions from a high-resolution version of the simulations. In the current article, we extend this previous work by analysing in more detail the metallicities associated to the stellar component (Z_*) of EAGLE galaxies.

2. Simulations

The EAGLE suite (Schaye et al., 2015; Crain et al., 2015) is a set of cosmological hydrodynamical simulations run in cubic, periodic volumes ranging from 25 to 100 comoving Mpc. These simulations were run using a modified version of the GADGET-3 code and adopting a Λ -CDM flat cosmology: $\Omega_\Lambda = 0.693$, $\Omega_m = 0.307$, $\Omega_b = 0.04825$ and $h = 0.6777$ (Planck Collaboration et al., 2014). The simulations implement state-of-the-art numerical techniques and subgrid models for radiative

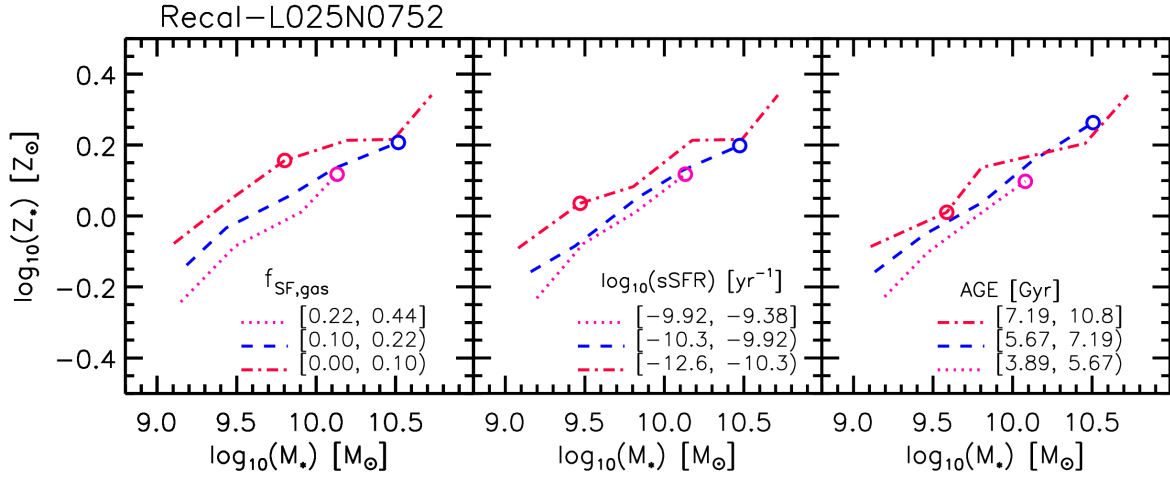


Figure 1: Median $M_* - Z_*$ relation at $z = 0$ binned in $f_{\text{SF,gas}}$ (left panel), sSFR (middle panel) and stellar mass-weighted mean age (right panel), as indicated in the figure. All considered mass bins contain $N_{\text{bin}} \geq 5$ galaxies; less populated bins ($5 \leq N_{\text{bin}} < 10$) are marked with a circle.

cooling, star formation, stellar mass loss and metal enrichment, energy feedback from star formation and active galactic nuclei (AGN) feedback, among others.

Unless otherwise specified, in this work, we present results obtained from the high-resolution simulation Recal-L025N0752, which predicts metallicity scaling relations in better agreement with some observed trends. This simulation tracks the evolution of an initial number of 752^3 particles per species within a box of side-length of $L=25$ comoving Mpc and assumes recalibrated parameter values to improve the match to the observed $z \sim 0$ galaxy stellar mass function when increasing the resolution (see Schaye et al. 2015, for details).

3. Results

De Rossi et al. (2017) found that EAGLE-Recal-L025N0752 simulation predicts a correlation between M_* and Z_* consistent with the observed behaviour (their Fig. 5). In this section, we explore secondary dependences of Z_* at a given M_* . We also analyse the role of AGN feedback on Z_* at high masses.

3.1. The $Z_* - M_*$ relation and its scatter

In Fig. 1, we show the $M_* - Z_*$ relation binned according to SF gas fraction ($f_{\text{SF,gas}}$) (left panel), specific SFR (sSFR, middle panel) and stellar mass-weighted mean age (right panel), as indicated in the figure. The gas fraction is calculated as $M_{\text{SF,gas}}/(M_{\text{SF,gas}} + M_*)$, where $M_{\text{SF,gas}}$ denotes the star-forming gas component. At a given M_* , lower Z_* can be associated, on average, to higher $f_{\text{SF,gas}}$, higher sSFR and younger stellar populations. Similar trends were obtained by De Rossi et al. (2017) for SF gas-phase oxygen abundances ($\text{O}/\text{H}|_{\text{SF,gas}}$) at $M_* < 10^{10.3} M_\odot$ (see their Fig. 8). We note, however, that the secondary dependences obtained for Z_* at a given mass are weaker than those previously

found for $\text{O}/\text{H}|_{\text{SF,gas}}$ in a similar mass range. This behaviour is consistent with a scenario in which the infall of metal-poor gas in low-mass galaxies leads to higher sSFRs and younger stellar populations in these systems.

According to our findings, Z_* exhibits a strong anticorrelation with $f_{\text{SF,gas}}$ (Fig. 2). The $f_{\text{SF,gas}} - Z_*$ relation does not evolve significantly with z and shows a moderate scatter. As $f_{\text{SF,gas}}$ increases from ≈ 0 to ≈ 0.8 , Z_* decreases by more than 1 dex. These results are consistent with those obtained by De Rossi et al. (2017) in the case of the SF-gas metallicities, which are also consistent with the so-called “universal metallicity relation” found by Zahid et al. (2014) in the context of empirical-constrained analytical models.

3.2. AGN feedback effects

In order to explore the impact of AGN feedback on the $M_* - Z_*$ relation, we need to focus on the trends at high masses and, thus, we employed the intermediate resolution simulations L050N0752. These simulations were run in a volume of side length of 50 comoving Mpc including 752^3 particles. Four subsets of simulations were studied comprising four models featuring variations of the temperature increment of stochastic AGN heating (ΔT_{AGN}): NOAGN (AGN effects suppressed entirely), Ref (reference model, $\Delta T_{\text{AGN}} = 10^{8.5}$ K), AGNdT8 ($\Delta T_{\text{AGN}} = 10^8$ K) and AGNdT9 ($\Delta T_{\text{AGN}} = 10^9$ K) (see Schaye et al. 2015 and Crain et al. 2015, for a description of the simulations).

Figure 3 shows that AGN feedback plays an important role on the determination of stellar metallicities at high masses, at least in these simulations. The slope of the $M_* - Z_*$ relation decreases with ΔT_{AGN} and, when AGN feedback is completely suppressed, Z_* increases by up to 0.3 dex at $M_* \sim 10^{11} M_\odot$. As discussed in detail in De Rossi et al. (2017), AGN feedback leads to a decrease in the metal content of galaxies by quenching the star formation process and generating the ejection

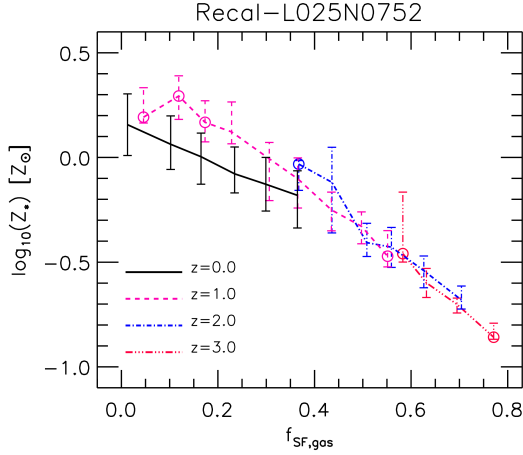


Figure 2: Stellar metallicity as a function of star-forming gas fraction for EAGLE galaxies at different z , as indicated in the figure. Curves depict the median relation and error bars, the 25th and 75th percentiles. The number of galaxies per bin is $N_{\text{bin}} \geq 7$, with circles indicating less populated bins ($N_{\text{bin}} = 7 - 9$).

of metal enriched gas from galaxies. Net metal dilution might also have a (minor) impact on the metal enrichment of massive AGN-host galaxies.

4. Summary

We studied stellar metallicity scaling relations in the EAGLE suite of cosmological hydrodynamical simulations. We focused mainly on the high-resolution simulation run that implements the so-called recalibrated model. At a given M_* , simulated galaxies with lower Z_* tend to have higher SF gas fractions, higher sSFR and younger stellar populations. These trends are stronger at $M_* < 10^{10.3} M_\odot$. In general, we found a strong anticorrelation between Z_* and SF gas fraction, in agreement with the existence of the so-called “universal metallicity relation” reported by Zahid et al. (2014).

To explore the impact of AGN feedback, we employed intermediate resolution simulations in which the AGN feedback temperature is varied. Our findings suggest that AGN feedback plays an important role on the determination of the slope of the $M_* - Z_*$ relation at $M_* > 10^{10} M_\odot$. Thus, the study of the mass-metallicity relation at high masses could help to constrain AGN feedback models.

For more details about this work and results for SF gas-phase metallicities, the reader is referred to De Rossi et al. (2017).

Acknowledgements: We acknowledge support from PICT-2015-3125 of ANPCyT, PIP 112-201501-00447 of CONICET, UNLP G151 of UNLP (Argentina) and STFC consolidated and rolling grants ST/L00075X/1 (Durham, UK). This work was supported by the Netherlands Organisation for Scientific Research (NWO), through VICI grant 639.043.409, and the European Research Council under the European Union’s Seventh Framework Programme (FP7/20072013)/ERC Grant agreement 278594-GasAroundGalaxies. We acknowledge support from the Euro-

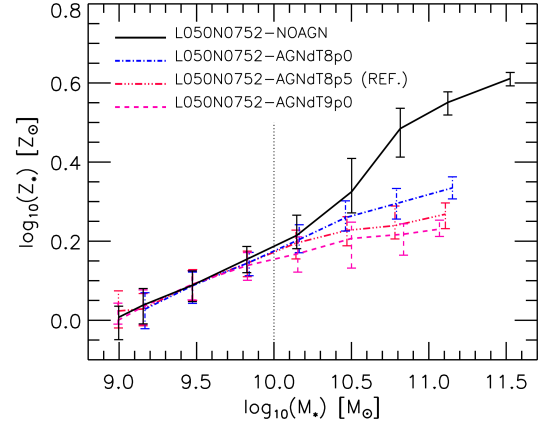


Figure 3: Simulated $M_* - Z_*$ relations at $z = 0$ for different models. Results obtained from simulations “L050N0752” with different AGN feedback parameters are presented: NOAGN (AGN feedback suppressed entirely), AGNdT8 ($\Delta T_{\text{AGN}} = 10^8$ K), reference model ($\Delta T_{\text{AGN}} = 10^{8.5}$ K) and AGNdT9 ($\Delta T_{\text{AGN}} = 10^9$ K). Note that AGN effects set in above $M_* \sim 10^{10} M_\odot$ (dashed vertical line).

pean Commission’s Framework Programme 7, through the Marie Curie International Research Staff Exchange Scheme LACEGAL (PIRES-GA-2010-269264). We acknowledge the Virgo Consortium for making their simulation data available. The EAGLE simulations were performed using the DiRAC-2 facility at Durham, managed by the ICC, and the PRACE facility Curie based in France at TGCC, CEA, Bruyères-le-Châtel. This work used the DiRAC Data Centric system at Durham University, operated by the Institute for Computational Cosmology on behalf of the STFC DiRAC HPC Facility (www.dirac.ac.uk). This equipment was funded by BIS National E-infrastructure capital grant ST/K00042X/1, STFC capital grants ST/H008519/1 and ST/K00087X/1, STFC DiRAC Operations grant ST/K003267/1 and Durham University. DiRAC is part of the National E-Infrastructure.

References

- Bahé Y. M., et al., 2017, MNRAS, 464, 508
- Bothwell M. S., et al., 2013, MNRAS, 433, 1425
- Crain R. A., et al., 2015, MNRAS, 450, 1937
- De Rossi M. E., et al., 2015, MNRAS, 452, 486
- De Rossi M. E., et al., 2017, MNRAS, 472, 3354
- Finlator K., 2017, in Fox A., Davé R., eds., Astrophysics and Space Science Library Vol. 430, Astrophysics and Space Science Library. p. 221
- Maiolino R., et al., 2008, A&A, 488, 463
- Mannucci F., et al., 2009, MNRAS, 398, 1915
- Planck Collaboration et al., 2014, A&A, 571, A1
- Schaye J., et al., 2015, MNRAS, 446, 521
- Tremonti C. A., et al., 2004, ApJ, 613, 898
- Zahid H. J., et al., 2014, ApJ, 791, 130



Dust emission from the early Universe

M.E. De Rossi^{1,2}, V. Bromm³

¹ *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales y Ciclo Básico Común, UBA, Argentina*

² *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

³ *Department of Astronomy, University of Texas at Austin, USA*

Contact / mariaemilia.dr@gmail.com

Resumen / Construimos modelos analíticos para estudiar la emisión por polvo en las primeras galaxias, explorando diferentes distribuciones de tamaño de los granos y composiciones químicas. Para ser detectadas por las facilidades observacionales actuales, las galaxias del modelo a $z \sim 10$ deberían exhibir masas viriales de $M_{\text{vir}} \gtrsim 10^{14} M_{\odot}$, las cuales son algunos órdenes de magnitud mayores comparadas con las masas de galaxias enanas típicas a corrimientos al rojo similares. Nuestro modelo predice una dependencia significativa de los flujos observados en el infrarrojo lejano/submilimétrico (IRL/sub-mm) de los cocientes polvo-metal, las metalicidades del gas y las eficiencias de formación estelar de las fuentes dadas. Entonces, mediciones de la radiación de fondo extragaláctica en el IRL/sub-mm producida por poblaciones extragalácticas a muy alto z podrían ayudar a acotar estas cantidades en épocas tempranas.

Abstract / We constructed analytical models for studying dust emission from the first galaxies, exploring different grain size distributions and chemical compositions. In order to be detectable by current observational facilities, model galaxies at $z \sim 10$ should exhibit virial masses of $M_{\text{vir}} \gtrsim 10^{14} M_{\odot}$, which is a few orders of magnitude higher compared to the masses of typical dwarf galaxies at similar redshifts. Our model predicts a significant dependence of observed far-infrared/sub-millimeter (FIR/sub-mm) fluxes on the dust-to-metal ratios, gas metallicities and star formation efficiencies of the given sources. Thus, measurements of the FIR/sub-mm extragalactic background light produced by galaxy populations at very high z could help to constrain these quantities at early times.

Keywords / galaxies: abundances — galaxies: evolution — galaxies: formation — galaxies: star formation — cosmology: theory

1. Introduction

First stellar populations lead to a fundamental transformation of the Universe (e.g. Barkana & Loeb, 2001), contributing to the reionization process, enriching the pristine gas with metals (e.g. Yoshida et al., 2004) and generating the formation of dust (e.g. Schneider et al., 2006). Primordial stars are predicted to have formed from pristine gas inside dark matter minihalos ($\sim 10^6 M_{\odot}$) at $z \gtrsim 20$ (e.g. Bromm, 2013) but, due to the shallow gravitational potential well of these systems, further star formation was probably quenched as a consequence of negative feedback. The deeper potential wells of atomic cooling halos ($\sim 10^7 - 10^8 M_{\odot}$) are promising candidates for hosting second generation metal-poor stars (Pop II) and, hence, first proto-galaxies at $z \sim 20-6$ (Bromm & Yoshida, 2011). In this context, the first galaxies might have been composed of Pop II stellar systems, surrounded by a mixed phase of gas and dust inside atomic-cooling haloes.

Because of the expansion of the Universe, any radiation emerging from first stellar populations will be redshifted into the near-infrared (NIR) (Bromm, 2013), with a peak at $\sim 1 \mu\text{m}$. On the other hand, UV radiation from primordial stellar systems that heats the dust is reprocessed and re-emitted at longer wavelengths. Dust reprocessed light would be detected at FIR/sub-

mm bands (e.g. Carr et al., 1984).

Although the contribution of the first stellar systems to the NIR extragalactic background light (EBL) has been extensively studied (e.g. Santos et al., 2002; Kashlinsky et al., 2005), their role as possible FIR/sub-mm sources is still poorly explored. In particular, De Rossi & Bromm (2017) developed an analytical model for studying dust emission from first galaxies in a cosmological scenario. According to their results, observed FIR/sub-mm fluxes from typical primordial sources would be below the sensitivity level of current and upcoming facilities. They also predicted that first galaxies would contribute to the FIR/sub-mm EBL, but their imprint is hidden in dominant foregrounds. However, variations of some properties of model galaxies such as the dust-to-metal (D/M) ratio could drive an increase of dust reprocessed emission. In this article, we extend the work of De Rossi & Bromm (2017) by exploring in more detail the effects of model parameters on the dust-reprocessed observed radiation from primordial light sources.

2. Model galaxies

We applied the analytical model of dust emission from first galaxies developed by De Rossi & Bromm (2017) and we referred the reader to that article for a detailed

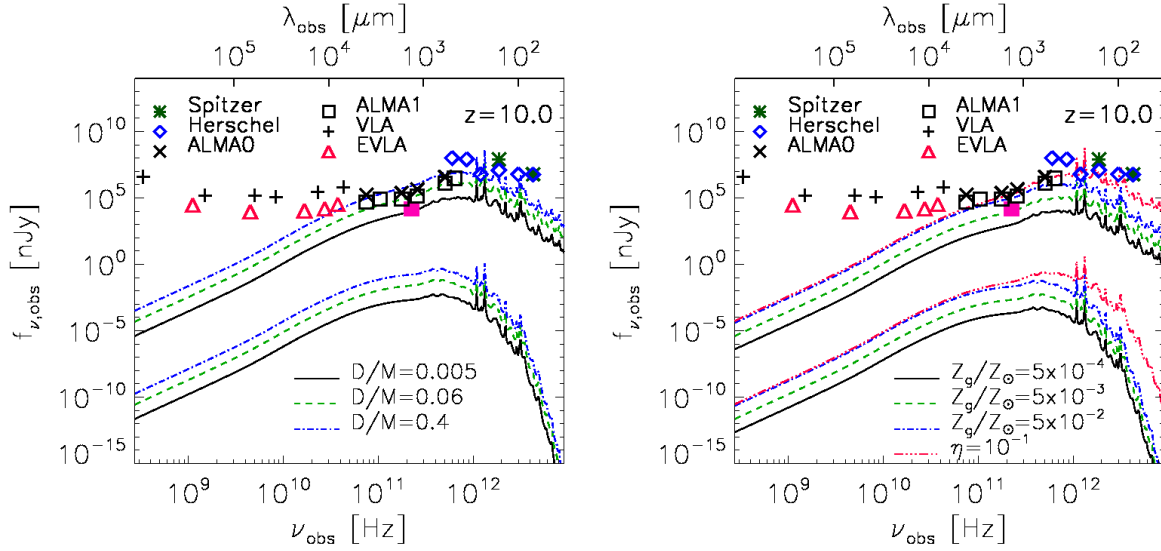


Figure 1: Observed specific flux associated to dust re-emission spectra for individual sources at $z = 10$. Results for different dust-to-metal ratios (left panel), gas metallicities and star formation efficiencies (right panel) are studied as indicated in the figure. The three lower (upper) curves correspond to a mass of $M_{\text{vir}} = 10^8 M_{\odot}$ ($M_{\text{vir}} = 10^{14} M_{\odot}$). Current instrumental sensitivities are represented with different symbols. The pink solid square depicts one of the highest sensitivity obtained for ALMA maps ($\sim 10 \mu\text{Jy/beam}$, e.g. Carniani et al., 2015).

explanation of it. Here, we present a very brief overview of the main characteristics of model galactic systems.

A model galaxy consists of a dark matter halo hosting a central cluster of Pop II stars, surrounded by a mixed phase of gas and dust. We adopted an isothermal power law for the density profile of the gaseous component. Our standard model assumes a dust-to-metal mass ratio $D/M = 5 \times 10^{-3}$, a gas metallicity of $Z_g = 5 \times 10^{-3} Z_{\odot}$ and a star formation efficiency of $\eta = 0.01$, which are typical values for first galaxies. The spectral energy distribution associated to stars was obtained from YGGDRASIL model grids (Zackrisson et al., 2011).

For the grain-size distribution, we adopted the simple, well-motivated “standard” prescription of Pollack et al. (1994). We considered different silicon-based dust models (Cherchneff & Dwek, 2010). In the current work, for the sake of clarity, we only present results corresponding to the so-called UM-ND-20 model (see De Rossi & Bromm 2017, for details). We have checked that other chemical compositions of dust lead to similar general trends. Dust temperature (T_d) was determined assuming thermal equilibrium and dust emissivity was estimated by applying the Kirchhoff’s law for the estimated T_d profile.

3. Results

In this section, we evaluate the impact of variations of D/M , Z_g and η on the obtained dust re-emission spectra. We analysed these effects on the dust spectra of individual sources at high z and on the integrated EBL corresponding to the whole galaxy population as a function of z .

3.1. Observed fluxes from individual sources

In Fig. 1, we analysed the observed flux associated to dust emission from an individual source at $z = 10$ with a virial mass of $M_{\text{vir}} = 10^8 M_{\odot}$ (three lower curves) and $M_{\text{vir}} = 10^{14} M_{\odot}$ (three upper curves). We compare these spectra with sensitivities of different current observatories: *Spitzer* (green asterisks), *Herschel* (blue diamonds), *ALMA* (black X and squares for cycles 0 and 1 observations, respectively), the *Very Large Array* (VLA, black crosses), and the *Expanded Very Large Array* (EVLA, red triangles)*.

By implementing their standard model parameters ($D/M = 5 \times 10^{-3}$, $Z_g = 5 \times 10^{-3} Z_{\odot}$, $\eta = 0.01$), De Rossi & Bromm (2017) showed that observed dust spectra from typical dwarf-sized galaxies ($M_{\text{vir}} \sim 10^8 M_{\odot}$) at $z = 10$ would be well below current instrumental capabilities. Figure 1 indicates that, even increasing these parameters to the extreme high values of $D/M = 0.4$, $Z_g = 5 \times 10^{-2} Z_{\odot}$, $\eta = 0.1^{**}$, current facilities would not be able to detect the faint emission of these systems. By extrapolating our model to higher masses, we obtained that only rare massive systems ($M_{\text{vir}} \sim 10^{14} M_{\odot}$) would be able to be detected (three upper curves) but, statistically, they would be difficult to find.

*Sensitivities are associated to the faintest flux for a point source that can be detected at SNR= 10 in a 10^4 s integration.

**As an increase of η would lead to an enhanced gas metallicity, we also increased Z_g to 0.05, consistently with the closed-box model approximation. This assumption provides an upper limit for the predicted fluxes (see De Rossi & Bromm 2017).

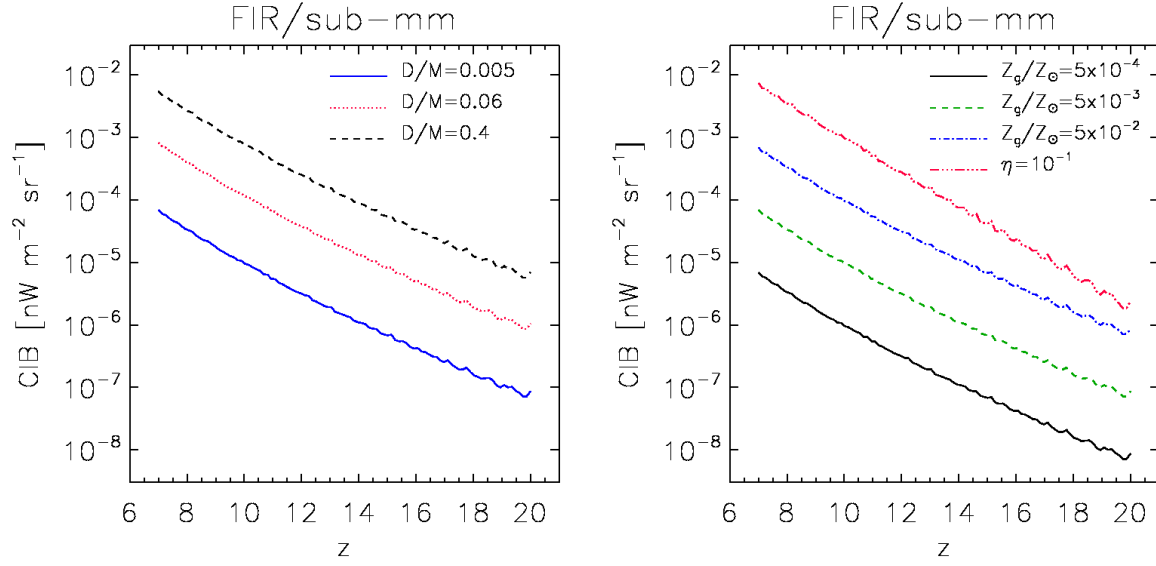


Figure 2: Contribution to the FIR/sub-mm EBL of galaxy populations located at different z . Results for different dust-to-metal ratios (left panel), gas metallicities and star formation efficiencies (right panel) are shown.

3.2. Integrated dust emission

In order to estimate the contribution of the first galaxies to the FIR/sub-mm cosmic background, we combined the Sheth–Tormen mass function with our idealized model of dust emission. For this analysis, we considered individual sources of $M_{\text{vir}} \gtrsim 10^7 M_{\odot}$ at $7 \leq z \leq 20$.

In Fig. 2, we analysed the build-up of the FIR/sub-mm EBL associated with our model galaxies as a function of z . The FIR/sub-mm EBL increases by ~ 3 order of magnitude since $z = 20$ to $z = 7$, showing a strong dependence on D/M , Z_g , and η . As D/M increases from our standard value of 0.005 to the extreme value of 0.4, the associated FIR/sub-mm EBL increases by ~ 2 order of magnitude at all z . Similar changes are generated when increasing Z_g from $5 \times 10^{-4} Z_{\odot}$ to $5 \times 10^{-2} Z_{\odot}$ (in this case, our standard value is $5 \times 10^{-3} Z_{\odot}$). An enhancement of η , will also increase the predicted EBL by a factor $\lesssim 10$, with the exact value decreasing with z .

4. Summary and conclusions

We developed analytical models of dust emission from the first galaxies.

Even assuming extreme high values of D/M , Z_g and η , the predicted observed FIR/sub-mm fluxes from typical sources at $z \sim 10$ are below the sensitivities of current instruments. Although the predicted fluxes are below the capabilities of current and upcoming observatories, they could be a target for next-generation telescopes.

The FIR/sub-mm EBL associated to galaxy populations at different z is strongly affected by the properties of model galaxies such as D/M , Z_g and η . Thus, measurements of the FIR/sub-mm EBL could help to constrain these quantities at early times.

The reader is referred to De Rossi & Bromm (2017) for more details about this work.

Acknowledgements: MEDR acknowledges support from PICT-2015-3125 of ANPCyT. VB acknowledges support from NSF grant AST-1413501. We thank Alexander Ji for providing tabulated dust opacities for the different dust models used here. This work makes use of the Yggdrasil code (Zackrisson et al., 2011), which adopts Starburst99 SSP models, based on Padova-AGB tracks (Leitherer et al., 1999; Vázquez & Leitherer, 2005) for Population II stars.

References

- Barkana R., Loeb A., 2001, Phys. Rep., 349, 125
- Bromm V., Yoshida N., 2011, ARA&A, 49, 373
- Bromm V., 2013, Reports on Progress in Physics, 76, 112901
- Carniani S., et al., 2015, A&A, 584, A78
- Carr B. J., Bond J. R., Arnett W. D., 1984, ApJ, 277, 445
- Cherchneff I., Dwek E., 2010, ApJ, 713, 1
- De Rossi M. E., Bromm V., 2017, MNRAS, 465, 3668
- Kashlinsky A., et al., 2005, Nature, 438, 45
- Leitherer C., et al., 1999, ApJS, 123, 3
- Pollack J. B., et al., 1994, ApJ, 421, 615
- Santos M. R., Bromm V., Kamionkowski M., 2002, MNRAS, 336, 1082
- Schneider R., et al., 2006, MNRAS, 369, 1437
- Vázquez G. A., Leitherer C., 2005, ApJ, 621, 695
- Yoshida N., Bromm V., Hernquist L., 2004, ApJ, 605, 579
- Zackrisson E., et al., 2011, ApJ, 740, 13



Caracterización de galaxias elípticas en contexto cosmológico

L.J. Zenocratti¹, M.E. De Rossi^{2,3}, A.V. Smith Castelli^{4,5}, F.R. Faifer^{1,5}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

³ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

⁴ *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

⁵ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / lucashawk6@hotmail.com

Resumen / Presentamos resultados preliminares de un proyecto destinado a explorar galaxias elípticas en simulaciones numéricas en contexto cosmológico, con el fin de proveer posibles escenarios de formación para muestras de galaxias observadas. Para ello, realizamos un estudio de las propiedades integradas de tales sistemas simulados en función de su masa y a corrimiento al rojo $z = 0$. Se encontraron algunas diferencias entre el diagrama color-magnitud simulado y resultados observacionales del cúmulo de Virgo.

Abstract / We present preliminary results from a project aimed at exploring elliptical galaxies in numerical simulations within cosmological context to provide possible formation scenarios for samples of observed galaxies. We studied the integrated properties of such simulated systems in terms of mass and at redshift $z = 0$. Some differences were found between the simulated color-magnitude diagram and observational results in the Virgo cluster.

Keywords / galaxies: formation — galaxies: evolution — galaxies: elliptical and lenticular, cD — cosmology: theory

1. Introducción

Las galaxias elípticas constituyen la población más numerosa que es posible encontrar en cúmulos y grupos en el Universo Local, y su estudio puede aportar claves únicas para entender el proceso de formación de estructuras en el Universo. Sin embargo, pese a los esfuerzos realizados en este sentido, aún se carece de un escenario que pueda explicar consistentemente todas las propiedades observadas de tales sistemas en forma global en los escenarios de formación de galaxias (Kormendy et al., 2009; Sil'chenko et al., 2012). Por ejemplo, un tema actualmente en estudio es la existencia de dicotomías dentro de la familia de las galaxias elípticas, como ser, entre rotadores rápidos y lentos, y galaxias elípticas normales y enanas (Cappellari, 2016; Schombert, 2017).

En este trabajo, mostramos resultados preliminares de un estudio estadístico de las propiedades de galaxias elípticas simuladas, focalizándonos en el diagrama color-magnitud de dichos sistemas a corrimiento al rojo $z = 0$, y su comparación con resultados observacionales. El objetivo específico de este estudio es analizar las propiedades de la componente estelar de galaxias mediante simulaciones y compararlas con observaciones. Esto permitirá establecer escenarios de formación y evolución para las galaxias elípticas, y entender los procesos que dan lugar a las propiedades observadas de estas, teniendo en cuenta el medio en el que habitan.

2. Descripción de la simulación utilizada

Se utilizaron los catálogos de galaxias generados mediante la aplicación del modelo semi-analítico de Henriques et al. (2015) sobre la simulación del Millennium* (Springel et al., 2005). Este modelo incluye prescripciones físicas para procesos como enfriamiento del gas, formación estelar, retroalimentación al medio por supernovas y núcleos activos de galaxias, e interacciones y fusiones entre sistemas galácticos, entre otros.

La simulación empleada fue obtenida adaptando la versión original de la simulación del Millennium a los primeros datos de la Colaboración Planck (2014). La cosmología de Planck adopta los siguientes parámetros cosmológicos: $\Omega_{\Lambda} = 0.685$, $\Omega_{\text{m}} = 0.315$, $\Omega_{\text{b}} = 0.049$ y $h = 0.673$. La simulación del Millennium traza 2160^3 partículas desde $z = 127$ hasta el presente, siguiendo la evolución de halos de materia oscura cuyas galaxias asociadas abarcan hasta 5 órdenes de magnitud en masa estelar para $z = 0$. El volumen simulado corresponde a una caja cúbica de aproximadamente 714 Mpc de lado, con una resolución en masa de $1.43 \times 10^9 M_{\odot}$.

3. Selección de galaxias

En este trabajo, nos enfocamos en el análisis de galaxias elípticas, obtenidas del modelo semi-analítico mencionado en la sección anterior. Para esto, estudiamos las

*<http://galformod.mpa-garching.mpg.de/portal/>

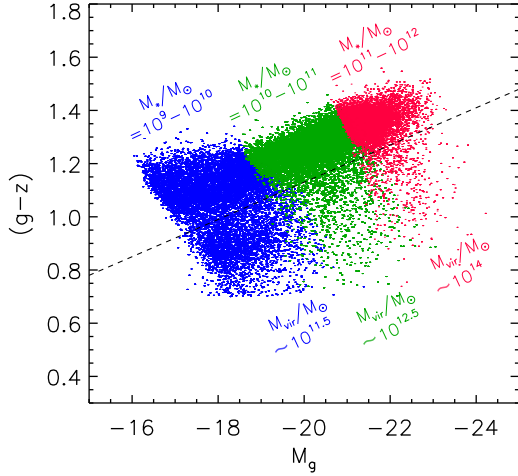


Figura 1: Diagrama color-magnitud para las galaxias simuladas seleccionadas en tres rangos de masa distintos. La línea de trazos (negra) separa el diagrama en dos regiones, denominadas “banda” (por encima de la recta) y “nube difusa” (por debajo de la recta).

galaxias que tienen una masa estelar $M_* \geq 10^9 M_\odot$, corte que permite seleccionar sistemas con más de 125 partículas de materia oscura, en promedio. Utilizando datos provenientes de la simulación del Millennium-II (Boylan-Kolchin et al., 2009), la cual presenta mayor resolución pero menor volumen, se obtuvo convergencia numérica para nuestros resultados dentro del rango de masa estelar seleccionado. Para mayor claridad, en este trabajo no se incluyen resultados de esta última simulación. Para asegurarnos de estudiar galaxias dominadas por el bulbo, se restringió la muestra a aquellos sistemas simulados que presentan más del 90 % de su masa estelar en el bulbo. Por último, si bien nuestro estudio pretende analizar galaxias simuladas a distintos corrimientos al rojo, para esta presentación nos focalizamos en los resultados obtenidos a $z = 0$.

4. Resultados

Como se mencionó anteriormente, nuestro objetivo es comparar las simulaciones con las observaciones. Con este fin, comenzamos el estudio a partir del diagrama color-magnitud, ya que dicho diagrama es una de las herramientas observacionales más importantes con que se cuenta. Analizamos inicialmente galaxias a $z = 0$ para su posterior comparación con observaciones. En la Figura 1, se muestra el diagrama color-magnitud para la muestra de galaxias seleccionadas de la simulación. Las cantidades usadas incluyen efectos de extinción por polvo. Las magnitudes corresponden a los filtros g ($\lambda = 0.469 \mu\text{m}$) y z ($\lambda = 0.893 \mu\text{m}$) del *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, por sus siglas en inglés), respectivamente, definido por Fukugita et al. (1996). El modelo de síntesis poblacional aplicado sobre los catálogos de galaxias es el dado por Maraston (2005), con una función inicial de masa (IMF, por sus siglas en inglés) de Chabrier (2003).

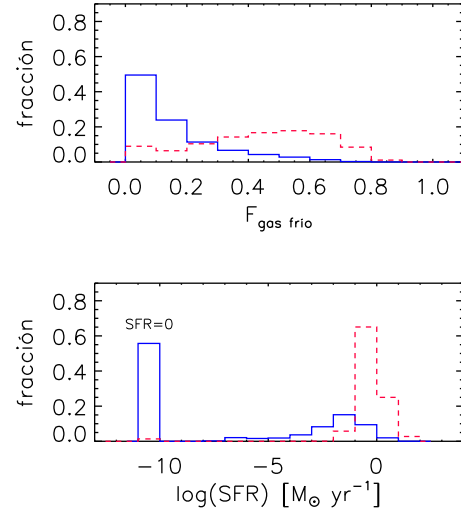


Figura 2: Histogramas de fracción de gas frío (panel superior) y de tasa de formación estelar (panel inferior) para galaxias simuladas. La línea sólida (azul) corresponde a la “banda” bien poblada del diagrama color-magnitud, y posiblemente se trate en su mayoría de galaxias elípticas; la línea de trazos (rojo) corresponde a la “nube difusa”.

Como es posible apreciar en la Figura 1, la muestra fue separada en tres rangos de masa estelar, y se puede observar que cada rango ocupa una región específica del diagrama: a medida que la masa estelar aumenta, los colores se enrojecen y los brillos aumentan. El enrojecimiento se debe principalmente a un aumento en la metalicidad y posiblemente, en segundo orden, a efectos de edad. En la mencionada figura, se indica además la masa virial (masa del halo de materia oscura, M_{vir}) asociada a cada rango de masa estelar. Se ve que la masa estelar de las galaxias está muy vinculada a la masa de sus halos de materia oscura.

En la Figura 1, queda en evidencia que la gran mayoría de las galaxias seleccionadas se encuentra en una “banda” bien poblada, y que por debajo de esta hay una “nube difusa” de galaxias. Para establecer qué tipo de galaxias hay en cada una de estas dos regiones, las separamos gráficamente mediante la recta de ecuación $(g-z) = -0.07M_g - 0.3$ (línea de trazos negra en la figura), y analizamos dos características fundamentales de las galaxias elípticas: la fracción de gas frío y la tasa de formación estelar (*Star Formation Rate*, o SFR por sus siglas en inglés).

Las galaxias elípticas se caracterizan por presentar bajos porcentajes de gas frío, y además muy bajas tasas de formación estelar. La Figura 2 muestra histogramas de fracción de gas frío (panel superior) y de tasa de formación estelar (panel inferior), separando las galaxias de la “banda” bien poblada (línea sólida, en azul) y de la “nube difusa” (línea de trazos, en rojo). La fracción de gas frío se calcula respecto de la masa total de gas frío y masa total de estrellas. Se puede ver que la mayoría de las galaxias de la primer región cumplen las dos condiciones mencionadas para galaxias elípticas. Así entonces, se puede decir que estas galaxias son, en principio, galaxias elípticas.

Teniendo en cuenta los histogramas mencionados, confeccionamos un nuevo diagrama color-magnitud donde se incluyen únicamente las galaxias que cumplen con $F_{\text{gas frío}} < 0.1$ y $\text{SFR} < 1 \text{ M}_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. De la Figura 2, se ve que no hay un porcentaje significativo de galaxias con alta tasa de formación estelar; a pesar de esto, el corte en SFR se aplicó porque permite descartar objetos cuyos colores integrados resultan significativamente más azules que la secuencia roja, debido a la formación estelar. En este nuevo diagrama, las galaxias seleccionadas ocupan una zona bien definida (ver Figura 3), correspondiendo la muestra a aproximadamente 150 000 galaxias. Esto indica que la utilización de los criterios antes mencionados nos proporciona una muestra muy posiblemente dominada por galaxias elípticas. Un paso a futuro incluirá la utilización y análisis exhaustivo de propiedades integradas de las poblaciones estelares de la muestra seleccionada, tales como la edad y la metalicidad, para caracterizar qué tipo de sistemas galácticos la componen.

Con las galaxias de baja fracción de gas frío y de baja tasa de formación estelar que hemos seleccionado, realizamos una comparación con datos observacionales de galaxias del cúmulo de Virgo del trabajo de Chen et al. (2010). La Figura 3 muestra el diagrama color-magnitud de las galaxias simuladas junto con las galaxias observadas; la relación color-magnitud se ajustó en ambos casos con una función lineal mediante mínimos cuadrados. La línea sólida muestra el ajuste para la simulación, mientras que la línea de trazo y punto corresponde a las observaciones. En esta última figura, se ve que la relación color-magnitud simulada no coincide exactamente con las observaciones: para la simulación, la pendiente del ajuste lineal es de -0.06 ± 0.01 , mayor que la correspondiente a las observaciones, que vale -0.08 ± 0.01 . Las ordenadas al origen también son distintas para la simulación y las observaciones, siendo estas 0.15 ± 0.003

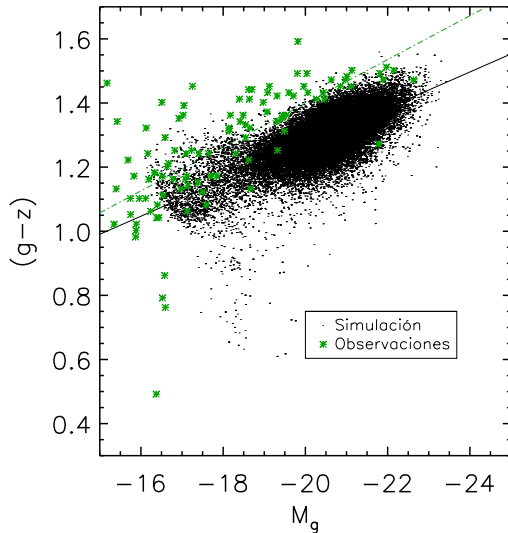


Figura 3: Diagrama color-magnitud comparando la simulación con las observaciones. La línea sólida (negra) representa un ajuste lineal a la relación color-magnitud para las galaxias simuladas; la línea de trazo y punto (verde) corresponde a la relación para galaxias observadas del cúmulo de Virgo (Chen et al., 2010).

y 0.03 ± 0.14 , respectivamente. Además, la mayoría de las galaxias simuladas parecen ser más brillantes en el filtro g y menos rojas que las observadas. Es importante mencionar que la comparación entre simulación y observaciones se realiza solo en el intervalo de luminosidades donde hay superposición en las muestras. Comparaciones más exhaustivas se llevarán a cabo en un futuro trabajo.

5. Conclusiones y trabajo a futuro

De los resultados obtenidos, se puede concluir que las galaxias seleccionadas de la simulación del Millennium muestran características fotométricas distintas a las galaxias elípticas que definen la relación color-magnitud observada. Estas diferencias pueden deberse a discrepancias en los parámetros fotométricos de referencia utilizados tanto para la simulación como para las observaciones, o bien a las correcciones que se aplican en las magnitudes.

Seguiremos estudiando los modelos utilizados en las simulaciones para determinar las principales prescripciones físicas que pudieron afectar a la muestra de galaxias simuladas, y poder así determinar a qué se deben las diferencias mencionadas. De esta forma, esperamos poder refinar la muestra y delimitar con mayor precisión las características fundamentales de las galaxias simuladas, lo cual nos permitirá realizar una comparación más exhaustiva con muestras observacionales. Una vez cumplimentado este objetivo, trabajaremos con muestras simuladas a distintos corrimientos al rojo para poder analizar la evolución de estos sistemas en función del ambiente en el que habitan.

Agradecimientos: Agradecemos a la Asociación Argentina de Astronomía por el espacio cedido para mostrar nuestros resultados. Agradecemos a los subsidios PICT-2015-3125 de la ANPCyT, PIP 112-201501-00447 del CONICET, y UNLP G151 de la UNLP (Argentina). Las bases de datos de la simulación del Millennium usadas en esta publicación y la aplicación web que provee acceso a estas fueron construidas como parte de las actividades del *German Astrophysical Virtual Observatory (GAVO)*.

Referencias

- Boylan-Kolchin M., et al., 2009, MNRAS, 398, 1150
- Cappellari M., 2016, ARA&A, 54, 597
- Chabrier G., 2003, PASP, 115, 763
- Chen C.-W., et al., 2010, ApJS, 191, 1
- Fukugita M., et al., 1996, AJ, 111, 1748
- Henriques B. M. B., et al., 2015, MNRAS, 451, 2663
- Kormendy J., et al., 2009, ApJS, 182, 216
- Maraston C., 2005, MNRAS, 362, 799
- Schombert J. M., 2017, PASA, 34, e016
- Sil'chenko O. K., et al., 2012, MNRAS, 427, 790
- Springel V., et al., 2005, Nature, 435, 629



Orientation of galactic disks around Illustris voids

F. Davila Kurban¹, M. Lares^{1,2}, D. Garcia Lambas^{1,2}

¹ *Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina*

² *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

Contact / fdavilakurban@gmail.com

Resumen / Los alineamientos de discos galácticos con respecto a las estructuras circundantes contiene información acerca de su formación y evolución dinámica. Los vacíos cósmicos son una de las características de la estructura del universo a gran escala. Se definen como regiones esféricas subdensas con un máximo de densidad integrada del 10 % de la densidad media. No hay un consenso claro acerca de la orientación preferencial de los discos galácticos respecto a la dirección al centro de estos vacíos. Aquí presentamos un análisis de la orientación de discos cerca de las paredes de los vacíos en la simulación Illustris. Dividimos la muestra de galaxias en alto y bajo spin de acuerdo a una regresión lineal de la relación spin-masa. El exceso de discos orientados en cierta dirección respecto al centro del vacío es calculada con un nuevo procedimiento estadístico. Encontramos cinco voids con radios de aproximadamente $10h^{-1}\text{Mpc}$, de los cuales tres presentan un exceso significativo de discos de alto spin posicionado de canto con respecto a la dirección del centro del vacío. Además, discos con bajo spin no muestran una señal significativa de alineamiento para ningún void en la muestra.

Abstract / The alignments of galactic disks with respect to the surrounding structures store information about their formation and dynamical evolution. Cosmic voids are one of the components of the large scale structure of the universe. We define voids as underdense spherical regions with an integrated density of at most 10% the mean density. There is not a clear consensus on whether galactic disks around voids have a preferential orientation with respect to the void-centric direction. Here we present an analysis of the orientations of galactic disks near void walls in the Illustris simulation. We divided the galaxy sample into high and low spin according to a Spin-Mass linear regression. The excess of disks oriented in a given position with respect to the void-centric direction is computed with a novel statistical procedure. We find five voids with radii of about $10h^{-1}\text{Mpc}$, out of which three present a significant excess of high-spin disks to reach the void walls at an edge-on position with respect to the void-centric direction. Also, disks with low spin show no significant signal of alignment for any of the voids in the sample.

Keywords / cosmology: large-scale structure of universe — methods: statistical — methods: numerical — galaxies: general

1. Introduction

The orientation of galactic disks stores information about their dynamical evolution around large scale structures. However, there is not a clear consensus on what orientation galaxies have, if any, with respect to the large-scale structures.

Trujillo et al. (2006) (hereafter T06) carried out an observational study of the alignments of the spin of disk galaxies using the 2dFGRS and SDSS-DR3, and found that spin vectors tend to be perpendicular to the radial direction of the void. Cuesta et al. (2008) reaffirms this result by analyzing the spins of dark matter haloes around large voids in the MareNostrum simulation. Both studies have concentrated on voids with $R_{\text{void}} > 10h^{-1}\text{Mpc}$. On the other hand, Varela et al. (2012) (V12) using a bigger sample of galaxies (SDSS-DR7) detected a tendency of the disks around large voids ($R \gtrsim 15h^{-1}\text{Mpc}$) to have their spins aligned with the radial direction of the voids. There have also been similar studies that indicate that the distribution of orientations is consistent with an isotropic distribution (Slosar & White (2009), S09). However, V12 argue that the sample of galaxies around voids with $R \geq 10h^{-1}\text{Mpc}$

used by both T06 and S09 is too small. Observational studies have two main difficulties: the accurate determination of the angular momentum of galaxies, and the accurate determination of the distribution of the large-scale structures around them. The latter is usually resolved by analyzing the distribution of objects around large voids (T06). This and other observational studies solved the first difficulty by selecting galaxies that are either face-on or edge-on. This allows their angular momentum to be accurately determined within a reasonable confidence interval. It is clear that this selection significantly reduces the amount of objects that can be studied, so it is possible that their results are affected by a small sample size. The theoretical analyses have mainly concentrated on the alignment and shape of dark matter and baryonic haloes (e.g. Cuesta et al. (2008), Gottlöber et al. (2003)). It is not yet clear how the orientation of these structures correlate with the orientation of disk galaxies, and which one conserves best the initial memory of the intrinsic shear-spin correlation (hydrodynamic simulations imply that the luminous components could better conserve this correlation, Navarro et al. (2004)). It is in this respect that both

observational and theoretical studies benefit from one another.

There are a number of factors that could account for the disagreement when it comes to the orientation of galaxies. Firstly, there are two main processes that can differ from one study to another: void identification, and galaxy/halo sample selection.

There are several methods to identify voids, and while they may be similar, a problem remains in that there is no universal definition of what a void is. Furthermore, the technique to identify these structures changes if the study is observational or theoretical. V12, in their observational study, define a “void” as a spherical volume devoid of any galaxy brighter than their completeness limit. In the case of a theoretical study there is no need to impose a luminosity completeness limit on the objects considered. However, there can be a limit imposed on their mass. The process of identifying voids requires a lower limit for their radius. T06 and C08 have found strong signals of alignment studying voids with $R_{\text{void}} > 10h^{-1}\text{Mpc}$, while V12 found this tendency only for larger voids ($R \gtrsim 15h^{-1}\text{Mpc}$). As mentioned above, the latter found a tendency for angular momenta to be parallel to the direction to the center of the void, while the former found a perpendicular alignment.

We detected voids in the Illustris simulation by searching for underdense regions, using galaxies with a mass higher than $10^{11} M_{\odot}$ as tracers. We found 5 voids, all with similar radii and density profiles (shown in Fig. 1).

2. Methodology

This study aims to find whether galactic disks around voids have a preferential orientation with respect to the center of the void. This should be visible in a histogram of the cosines of angles between the radial direction of the void and the spin vector (\vec{J}) of the disk, but in order to quantify how significant this signal (or lack thereof) is, some other mathematical and statistical tools are needed. We chose to use the Empirical Cumulative Distribution Function (ECDF) of cosine values to arrive to a function of residues that describes how much the signal measured deviates from a random distribution.

As an example, and to better illustrate the method, we generated data corresponding to an excess in edge-on galaxies (blue histogram), face-on galaxies (green histogram), and a uniform distribution (red histogram), and applied the method to this data (Fig. 2).

First we measure the angle between the spin vector of each galaxy and their void-centric direction, and calculate the absolute value of its cosine. The distribution of the cosines is shown for the three ideal cases in Fig. 2(a). Then we compute the ECDF of this cosine distribution (Fig. 2(b)). In the next step we subtract the ECDF from a linear function, which would correspond to random orientations, so that we are left with a curve of residues (Fig. 2(c)). This is done in order to have a function that describes how the distribution of cosines differs from a random behavior. We fit this residual function with a truncated Fourier expansion, and by reversing the process we arrive at a fit for the distribution

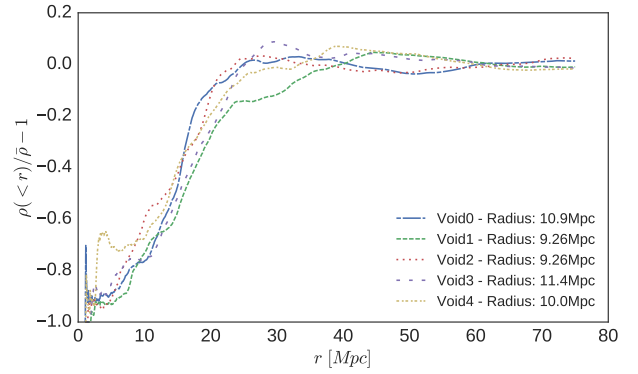


Figure 1: Integrated density profiles of the 5 voids detected in the Illustris simulation.

of cosines, shown as dashed lines in Fig. 2(a). With its coefficients the significance of the signal of the orientation can be quantified.

As it is shown in Fig. 2, the shape of the residue function corresponds to the preferential orientation of the galactic disks.

3. Preliminary results

For our study we analyze the galaxies within a shell of 0.7 and 1.1 times the radius of each void, and with $M \geq 10^9 M_{\odot}$. We then divide the sample into galaxies of “high-spin” and “low-spin”, since these two groups most likely had different dynamical evolution and interaction with the surrounding large scale structure, and thus may yield different results on this subject. We do this classification by performing a linear regression on the spin-mass relation of shell galaxies, as shown for Void0 in Fig 3.

The results for the 5 voids are shown on Fig. 4. For visualization purposes, we mirror the absolute cosines to negative values so that in Fig. 4 the x -axis covers the natural cosine range which is $[-1, 1]$. The signal obtained from high-spin and low-spin galaxies are shown in blue and green respectively. Furthermore, error bands were calculated by applying the methodology explained above to a random distribution of angles. This random distribution sample is of the same size to that of the orientations of the galaxies. In this way, we have several curves corresponding to random orientations, i.e. no signal, and then divide the cosine range in 100 bins. The upper end of the shaded error band corresponds to the 84th percentile of this curves for each bin, while the lower end corresponds to the 16th. Thus, we have an error band that comprises $1-\sigma$ deviation that encloses curves with no significant excess with respect to the uniform distribution of spin orientations.

We find a small signal of perpendicular alignment with respect to the void-centric direction in voids 3 and 4, but significant in Void 0. Voids 1 and 2 show no preferred alignment of either their low-spin or high-spin galaxies. Low-spin galaxy curves in general tend to fall within the error bars; i.e. they have no preferential orientation, given that their signal corresponds to a random distribution.

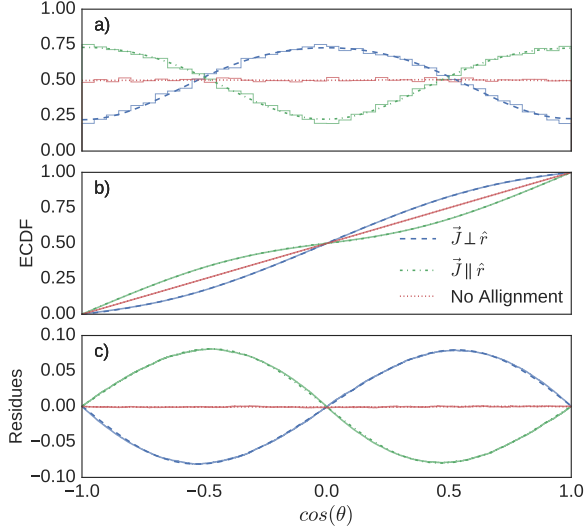


Figure 2: This figure shows what our method yields in 3 ideal cases: blue lines show excess in edge-on galaxies, green lines show excess in face-on galaxies, and red lines show a uniform distribution. Upper panel: histograms of the distribution of the cosine of the angles between the radial direction of the void and the angular momentum of galactic disks. Middle panel: the Empirical Cumulative Distribution Function (ECDF) of the cosine distribution. Lower panel: residues of the ECDF with respect to a random distribution. The dashed lines are fits, which we obtain by initially fitting the residues (lower panel) and reversing the process to obtain a fit of the cosine distribution (upper panel).

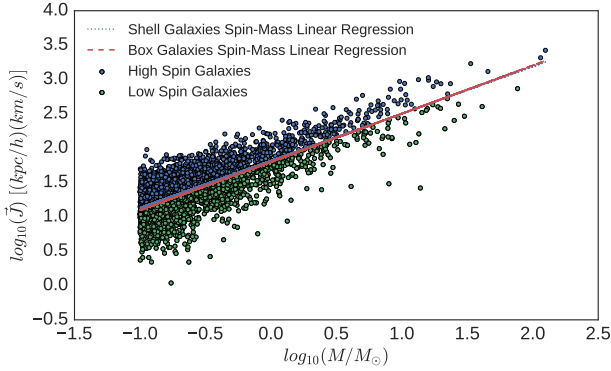


Figure 3: Spin-Mass scatter plot of the shell galaxies of Void0 where we show how the linear regression (blue dotted line) divides the sample into “low-spin” (blue dots) and “high-spin” (green dots) galaxies. We also show the linear regression for every galaxy in the Illustris simulation (red dashed line) to show that there is no difference between the two regressions.

References

- Cuesta A. J., et al., 2008, MNRAS, 385, 867
 Gottlöber S., et al., 2003, MNRAS, 344, 715
 Navarro J. F., Abadi M. G., Steinmetz M., 2004, ApJL, 613, L41
 Slosar A., White M., 2009, JCAP, 6, 009
 Trujillo I., Carretero C., Patiri S. G., 2006, ApJL, 640, L111
 Varela J., et al., 2012, ApJ, 744, 82

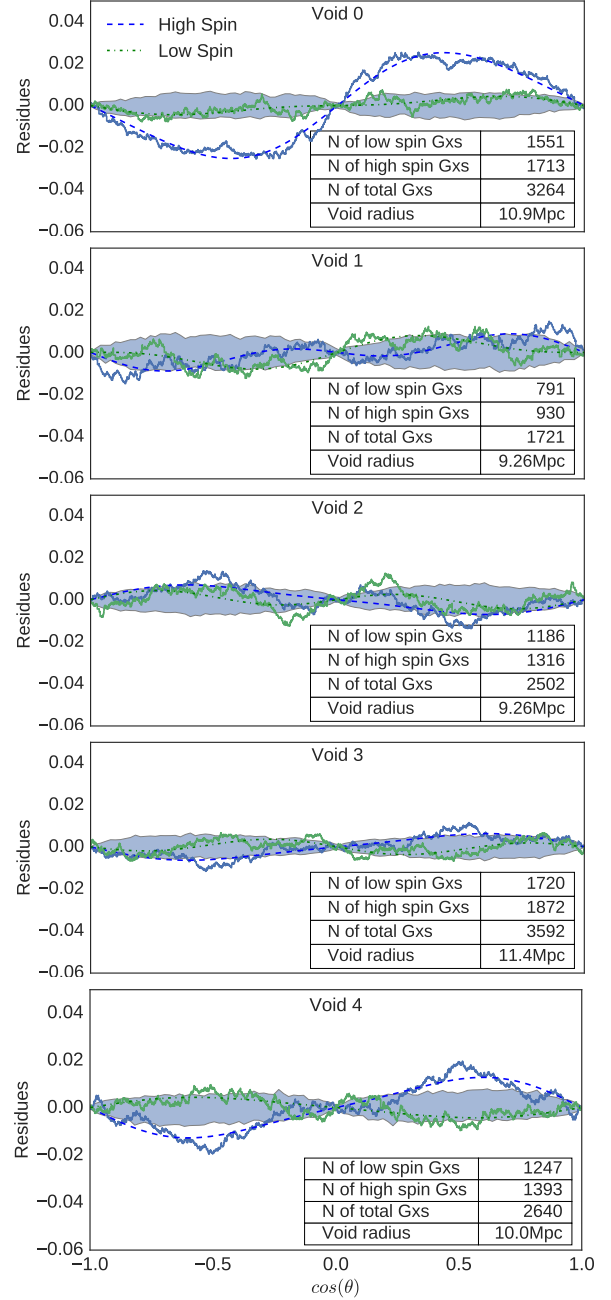


Figure 4: Results on the 5 voids found. Error bands were calculated using random samples of the same size as the data samples.



Galaxias huérfanas y sus efectos sobre el agrupamiento a gran escala

F.M. Delfino^{1,2}, C.G. Scóccola^{1,2}, C.A. Vega-Martínez³, S.A. Cora^{1,3}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / fdelfino@fcaglp.unlp.edu.ar, cscoccola@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En los modelos de formación y evolución de galaxias, las galaxias huérfanas son aquellas que, a causa de su evolución, han perdido el halo de materia oscura donde originalmente se formaron, ya sea por efectos de marea o por fusiones con otras galaxias. En este trabajo se estudia cuál es el efecto de considerar estas galaxias huérfanas en el cálculo del agrupamiento de la materia y su relevancia a distintas escalas. Se utilizan simulaciones numéricas y un modelo semianalítico, donde se sigue la evolución de las galaxias huérfanas luego de desaparecido su halo de materia oscura anfitrión. Los resultados preliminares de este trabajo indican que las galaxias huérfanas afectan el agrupamiento de materia. Este efecto es más importante a escalas pequeñas e intermedias.

Abstract / In the models of galaxy formation and evolution, the orphan galaxies are those that, due to their evolution, have lost the dark matter halo where they were formed, either by tidal effects or by mergers with other galaxies. In this work, we study the effect of orphan galaxies in the calculation of the galaxy clustering and its relevance at different scales. We use numerical simulations and a semi-analytical model, where the evolution of orphan galaxies is followed after their host dark matter halo has disappeared. The preliminary results of this work show that orphan galaxies affect the matter clustering. This effect is more important at small and intermediate scales.

Keywords / cosmology: large-scale structure of Universe — galaxies: formation — galaxies: evolution

1. Introducción

El modelo cosmológico más aceptado en la actualidad es un modelo de materia oscura fría con una constante cosmológica (Λ CDM por sus siglas en inglés). De acuerdo a este modelo “estándar”, en épocas tempranas el Universo sufrió una expansión rápida (llamada inflación). Como producto de esta etapa inflacionaria se generaron pequeñas fluctuaciones en el campo de densidad de materia. La estructura a gran escala (LSS por sus siglas en inglés) que se observa hoy en día es el resultado de la evolución por inestabilidad gravitatoria de estas fluctuaciones primordiales.

El colapso gravitatorio es un proceso jerárquico, esto quiere decir que las estructuras cósmicas se forman por fusiones de estructuras menos masivas previamente colapsadas. Dentro de los halos de materia oscura formados en este proceso se originan las primeras galaxias. A medida que el Universo evoluciona, pueden ocurrir fusiones entre halos de materia oscura que alojan galaxias; en ese caso la galaxia más masiva pasa a ocupar el centro del nuevo halo mientras que la de menor masa se convierte en una galaxia satélite de la central. La órbita de la galaxia satélite decae por fricción dinámica y eventualmente se fusiona con la galaxia central. En las simulaciones cosmológicas de materia oscura, este proceso conlleva un sesgo producto del límite de resolución de masa de la simulación. Por lo tanto, los halos satélites pueden dejar de ser identificados antes que sus galaxias

respectivas deban fusionarse. A estas galaxias que han perdido su halo de materia oscura anfitrión se las denomina huérfanas (*orphans* en inglés). Para una revisión de la teoría de formación y evolución de galaxias ver (Benson, 2010) o (Silk & Mamon, 2012).

En los estudios teóricos de formación y evolución de galaxias, se utilizan simulaciones de N-cuerpos para construir los halos de materia oscura. Luego, estos halos son poblados con galaxias utilizando diferentes métodos; las técnicas más usadas son: HOD (por sus siglas en inglés: *Halo Occupation Distribution*) (Berlind & Weinberg, 2002), HAM (por sus siglas en inglés: *Halo Abundance Matching*) (Trujillo-Gomez et al., 2011) y SAMs (por sus siglas en inglés: *Semi Analytical Models*) (Knebe, 2015). La ventaja más importante que presentan los métodos semianalíticos (SAMs) frente a otras técnicas, es que dado que se sigue la evolución de las galaxias, es posible ganar mucha información acerca de los procesos físicos (Baugh, 2006).

Para estudiar las propiedades de agrupamiento de la materia en el Universo, se utilizan trazadores del campo de densidades. En general, los trazadores más usados son las propias galaxias. En este trabajo se estudia el efecto que tienen las galaxias huérfanas en el cálculo del agrupamiento de la materia, y su relevancia a distintas escalas. Se utilizan simulaciones numéricas y un modelo semianalítico, que considera la evolución de las galaxias huérfanas luego de desaparecido su halo de materia oscura.

2. Metodología

En este trabajo utilizamos un catálogo de galaxias generado con el modelo semianalítico *Semi-Analytic Galaxies* (SAG) (Cora, 2006). El catálogo fue construido aplicando el código SAG a la simulación de N-cuerpos *MultiDark-Planck 2* (MDPL2) (Klypin et al., 2016). Para esta simulación, se utilizaron 3840^3 partículas de materia oscura de $1.5 \times 10^9 h^{-1} M_{\odot}$, en una caja de $1 h^{-1} \text{Gpc}$ de lado y se fijaron como parámetros cosmológicos los valores obtenidos por el satélite *Planck* (Planck Collaboration et al., 2014). El modelo semianalítico SAG se caracteriza por incluir un tratamiento detallado de los efectos de ambiente que impactan en la evolución de las galaxias satélites (Cora et al., 2018), sin discriminar si éstas son centrales de halos satélites o son galaxias huérfanas. Como la posición efectiva de estas últimas ya no está definida por la simulación subyacente, el modelo SAG integra analíticamente la trayectoria orbital de los subhalos que dejan de ser detectados, considerando fricción dinámica, pérdida de masa por efectos de marea, y utilizando como condición inicial las últimas propiedades que tenía el subhalo antes de desaparecer de los árboles de fusión. Este cálculo permite asignar de forma consistente las propiedades carentes a las galaxias huérfanas remanentes hasta que ellas se terminen fusionando.

Del conjunto completo de salidas del código SAG, seleccionamos una muestra compuesta por todas las galaxias a un corrimiento al rojo $z = 0$ (etapa actual del Universo). Este catálogo posee ~ 195 millones de galaxias, de las cuales ~ 67 millones son galaxias huérfanas. La Figura 1 muestra las funciones de masa estelar (SMF por sus siglas en inglés) a $z = 0$ calculadas para este catálogo. En color negro (línea sólida) se muestra la SMF considerando todas las galaxias, mientras que en rojo (línea a trazos) aparece la SMF calculada luego de excluir las galaxias huérfanas. Se ve claramente que las galaxias huérfanas son las menos masivas. Por otro lado, la Figura 2 muestra las funciones de luminosidad en la banda K. En color negro se muestra la función de luminosidad correspondiente a todas las galaxias, mientras que en rojo aparece la función calculada luego de excluir las galaxias huérfanas. De la figura se nota que las galaxias huérfanas también son las menos luminosas.

La función de correlación de dos puntos (TPCF por sus siglas en inglés) y su transformada de Fourier, el espectro de potencias $P(k)$, son las herramientas estadísticas más usadas para estudiar las propiedades de agrupamiento de la materia (Peebles, 1980; Peacock, 1999). Por tanto, calculamos estos observables estadísticos para la muestra de galaxias a $z = 0$. En el caso de la función de dos puntos consideramos el catálogo completo, mientras que para el espectro de potencias analizamos distintos cortes en masa: 10^8 , 10^9 , 10^{10} y $10^{11} h^{-1} M_{\odot}$. Realizamos estos análisis considerando los casos con y sin galaxias huérfanas.

3. Resultados

En Figura 3 se comparan las funciones de correlación de dos puntos, con y sin galaxias huérfanas. Notamos

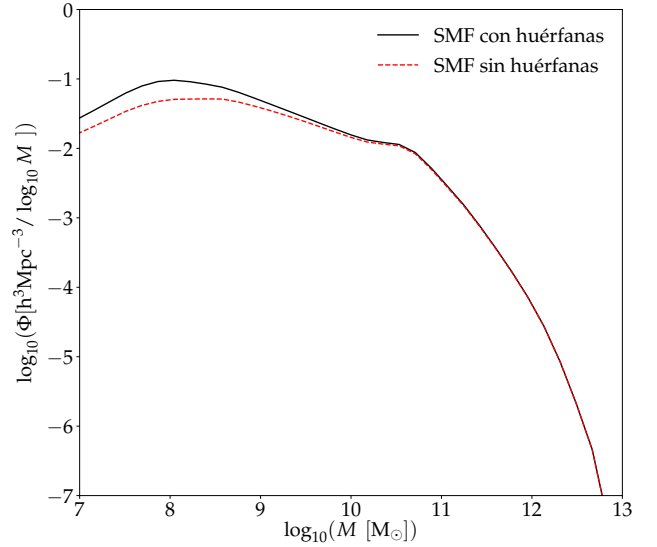


Figura 1: Función de masa estelar para $z = 0$, con y sin galaxias huérfanas. Se observa que las galaxias huérfanas son las menos masivas.

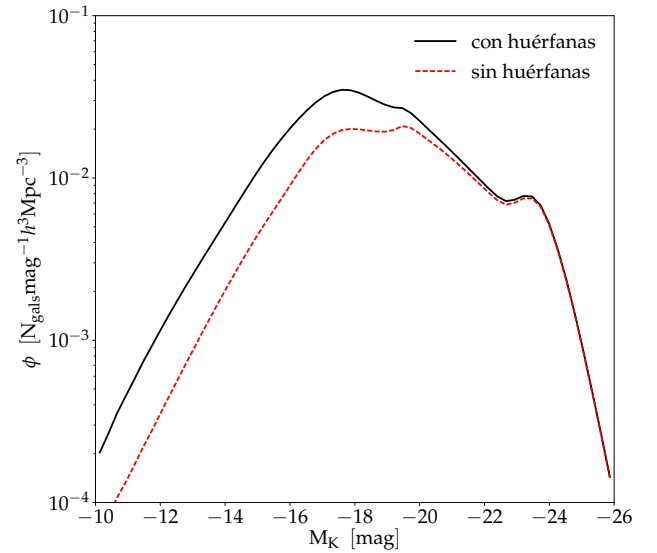


Figura 2: Función de luminosidad en la banda K para $z = 0$, con y sin galaxias huérfanas. Se observa claramente que las galaxias huérfanas son las menos luminosas.

que al incluir las galaxias huérfanas en el cálculo de la función de correlación, aumenta el agrupamiento de materia, siendo este efecto más importante en escalas pequeñas e intermedias. Para grandes escalas, en ambos casos se observa el pico característico de las oscilaciones acústicas de bariones (BAOs por sus siglas en inglés) a una distancia de $\sim 100 h^{-1} \text{Mpc}$ Eisenstein & Hu (1998) Eisenstein et al. (2007).

En la Figura 4 se muestran los espectros de potencias calculados para distintos cortes de masa, considerando por separado los casos con y sin galaxias huérfanas. Los resultados que aparecen en esta figura han sido normalizados.

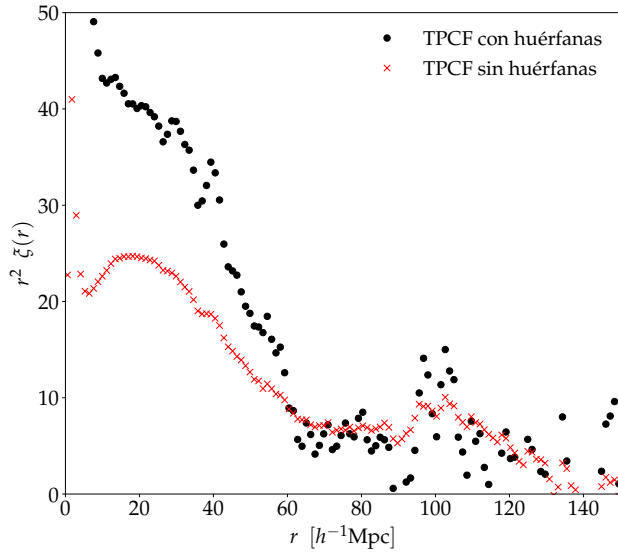


Figura 3: Función de correlación de dos puntos para $z = 0$, con y sin galaxias huérfanas. Para visualizar mejor el pico BAO, se ha multiplicado la función de correlación por el cuadrado de la distancia. Se observa que el agrupamiento a escalas pequeñas (e intermedias) disminuye al despreciar las galaxias huérfanas. Esto se debe a que las galaxias huérfanas también orbitan alrededor de las centrales, y por tanto contribuyen al agrupamiento a escalas pequeñas.

zados para tener una comparación más clara a todas las escalas. En general, se observa que incluir las galaxias huérfanas aumenta el agrupamiento a todas las escalas, este efecto es mayor para escalas pequeñas (valores de k grandes). Este efecto es aún más importante cuando incluimos en el cálculo a las galaxias menos masivas, como se nota de comparar los espectros correspondientes a masas mayores a $10^8 h^{-1} M_{\odot}$ con los espectros correspondientes a los otros cortes.

4. Conclusiones

Utilizando simulaciones numéricas y el modelo semi-analítico SAG se ha estudiado el efecto que tienen las galaxias huérfanas en el agrupamiento de la materia. Los resultados obtenidos, tanto para la función de correlación de dos puntos como para el espectro de potencias, muestran que si no se consideran las galaxias huérfanas, el agrupamiento que se obtiene es menor para todas las escalas. Este efecto es aún más importante para escalas pequeñas e intermedias.

Estos resultados preliminares indican que los modelos en los cuales se estudia el agrupamiento de galaxias poblando los halos a través de una asignación uno a uno, podrían estar subestimando el agrupamiento a bajas escalas, ya que desprecian el efecto que tienen las galaxias que han perdido su halo de materia oscura durante su evolución.

Referencias

Baugh C. M., 2006, Reports on Progress in Physics, 69, 3101

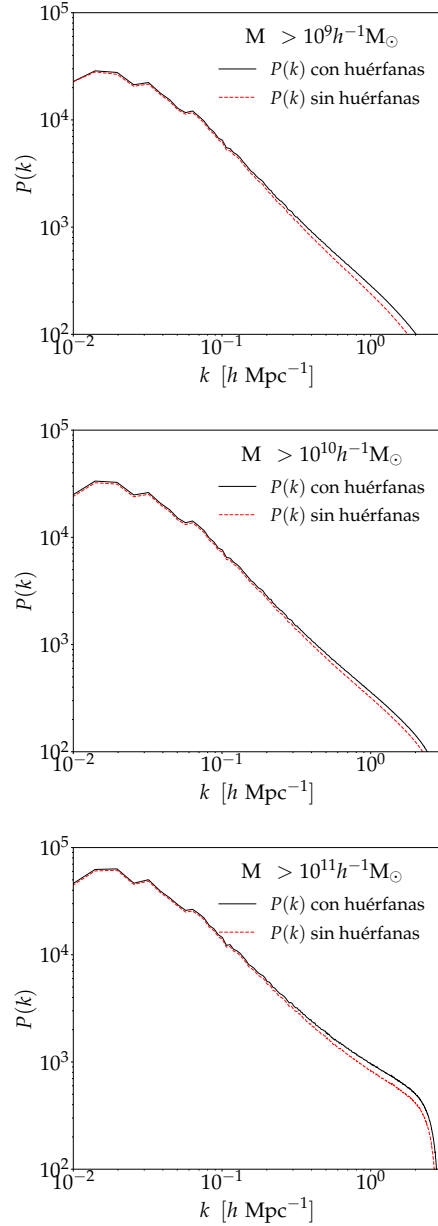


Figura 4: Espectro de potencias para $z = 0$, con y sin galaxias huérfanas, separado en distintos rangos de masa. El agrupamiento a escalas pequeñas (e intermedias) disminuye al despreciar las galaxias huérfanas. Este efecto es más importante cuando consideramos galaxias menos masivas.

- Benson A. J., 2010, Physics Reports, 495, 33
 Berlind A. A., Weinberg D. H., 2002, ApJ, 575, 587
 Cora S. A., et al., 2018, ArXiv e-prints: 1801.03883
 Cora S. A., 2006, MNRAS, 368, 1540
 Eisenstein D. J., Hu W., 1998, ApJ, 496, 605
 Eisenstein D. J., Seo H.-J., White M., 2007, ApJ, 664, 660
 Klypin A., et al., 2016, MNRAS, 457, 4340
 Knebe A. e. a., 2015, MNRAS, 451, 4029
 Peacock J. A., 1999, Cosmological Physics
 Peebles P. J. E., 1980, The LSS of the universe
 Planck Collaboration et al., 2014, A&A, 571, A16
 Silk J., Mamon G. A., 2012, RAA, 12, 917
 Trujillo-Gomez S., et al., 2011, ApJ, 742, 16

Nuevos resultados del estudio del sistema de cúmulos globulares de la galaxia NGC 6876

A.I. Ennis^{1,2}, L.P. Bassino^{1,2}, J.P. Caso^{1,2}

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / anaennis@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se presenta una actualización a los resultados previamente presentados del estudio fotométrico profundo del sistema de cúmulos globulares (CGs) de la galaxia elíptica NGC 6876, realizado a partir de imágenes de la cámara GMOS del telescopio Gemini Sur, en las bandas g' , r' e i' . Además de la inclusión de la banda r' , se realizó una corrección por contaminación, permitiendo mejorar la calibración al sistema estándar y la selección de CGs. El objetivo del trabajo consiste en estudiar las características del sistema de CGs para obtener información sobre la historia evolutiva de la galaxia que lo aloja.

Abstract / We present updates to previous results of the deep photometric study of the globular cluster (GCs) system hosted by the elliptical galaxy NGC 6876. We use images obtained with the GMOS camera mounted on the Gemini South telescope, in the g' , r' and i' bands. The inclusion of the r' band and the addition of a contamination correction helped improve the standard calibrations and the GCs selection. The purpose is to study the characteristics of the GC system to learn more about the evolutionary history of its host galaxy.

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: elliptical and lenticular, cD — galaxies: evolution

1. Introducción

Los cúmulos globulares (CGs) son aproximadamente poblaciones estelares simples (SSP). En galaxias de tipo temprano tienen, en su mayoría, edades similares a la del Universo. Por esta razón, pueden ser utilizados para estudiar la historia evolutiva de la galaxia que los aloja (e.g. Tonini, 2013). El análisis exhaustivo de las propiedades del sistema de cúmulos globulares (SCG) de la Vía Láctea, sumado al estudio de SCGs de distintas galaxias, reveló la existencia de una bimodalidad en la distribución de color en la mayoría de los SCGs (e.g. Harris et al., 2013). Estudios espectroscópicos confirmaron que la existencia de estas dos subpoblaciones corresponde a diferencias en la metalicidad, por lo que hablamos de una población “roja” (con mayor contenido de metales) y una “azul” (con menor contenido de metales) (e.g. Woodley et al., 2010). Estas subpoblaciones presentan propiedades intrínsecas que las distinguen, como su distribución espacial, cinemática, etc (e.g. Brodie & Strader, 2006, y referencias allí citadas).

En la actualidad, se han encontrado diferencias significativas en las propiedades de estas subpoblaciones en SCGs de galaxias con evidencias de interacción, incluyendo la presencia de una tercera subpoblación aparentemente más joven. Esta nueva generación de CGs habría nacido en un brote de formación estelar generado por la interacción detectada, por lo que son indicadores de la edad del evento de acreción o fusión (e.g. Caso et al., 2015). Otros cambios detectados, como modificaciones en la distribución espacial, pueden ayudar a trazar la interacción con mayor detalle (e.g. Bassino et al., 2006).

La galaxia de tipo temprano NGC 6876 es la dominante del grupo del Pavo, ubicado a una distancia aproximada de 45 Mpc (e.g. Blakeslee et al., 2001). El grupo presenta señales de ser dinámicamente joven, como interacciones entre sus miembros, incluyendo las detectadas en rayos X entre NGC 6876 y su vecina espiral, NGC 6872 (e.g. Machacek et al., 2005).

Se presentan nuevos resultados del estudio fotométrico del SCG asociado a NGC 6876, como continuación del análisis presentado en Ennis et al. (2017a), realizado a partir de imágenes de GMOS-S/Gemini con los filtros g' e i' . En este trabajo se agregan las imágenes en el filtro r' obtenidas en el mismo programa, lo que permitió realizar una nueva selección de candidatos a CGs a partir de los diagramas color-color, y la inclusión de una corrección por contaminación. El objetivo es estudiar la historia evolutiva de NGC 6876 a partir del análisis de las propiedades de su SCG.

2. Observaciones y reducción de datos

Las imágenes CCD de un campo ubicado sobre la galaxia (Ennis et al., 2017a, Figura 1) a partir de las cuales se realizó este estudio fueron obtenidas en el marco del turno GS-2013B-Q-37 (PI: Caso). Para su reducción y procesamiento, se utilizaron imágenes de calibración obtenidas para este turno, con las que se realizaron correcciones por BIAS y FLAT FIELD, además de una corrección a las imágenes en el filtro i' por *fringing*.

Se confeccionó un catálogo de objetos puntuales mediante el software SExtractor (Bertin & Arnouts, 1996), y se realizó la selección tomando un índice de

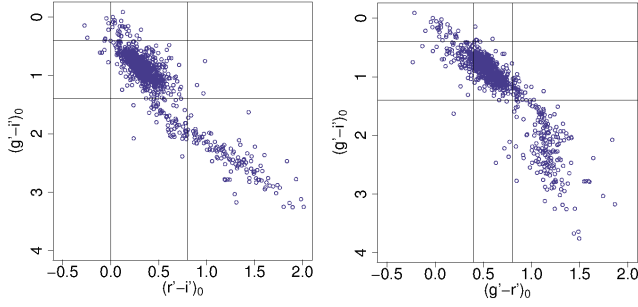


Figura 1: Distribuciones color-color de los objetos puntuales presentes en el campo. Las rectas muestran los límites de color adoptados para la selección de CGs.

estelaridad mayor a 0.5 como criterio para separar los objetos extendidos de los puntuales. La fotometría PSF (*Point Spread Function*) se llevó a cabo en los tres filtros con las tareas de IRAF+DAOPHOT. La PSF se calculó a partir de estrellas brillantes y aisladas seleccionadas sobre el mismo campo, seleccionándose los objetos a partir de los resultados de los tests estadísticos generados por la misma tarea.

Se utilizaron imágenes de un campo de estrellas a una latitud galáctica similar a la de NGC 6876 para realizar una corrección por contaminación, eliminando de nuestra selección candidatos posibles estrellas de la Vía Láctea y galaxias de fondo. Esta corrección fue considerada despreciable a la hora de analizar la distribución de color.

Las magnitudes obtenidas fueron calibradas al sistema estándar utilizando imágenes del campo de estrellas estándar 195940-595000 (Smith et al., 2002), obtenidas en el mismo programa de observación. Haciendo fotometría de apertura sobre las estrellas PSF de cada filtro con los mismos radios de apertura con que se calcularon las magnitudes de las estrellas estándar, se calcularon los valores necesarios para aplicar una corrección de apertura. Para la corrección por extinción galáctica, se utilizaron los valores provistos por NED (NASA/IPAC). Para más detalles sobre la reducción, ver Ennis et al. (2017a,b).

Se estimó la completitud generando 20000 estrellas ficticias, y se concluyó que para un límite de $i' = 24.5$ se detecta un 80 % de los objetos presentes en la mayor parte del campo.

3. Resultados

En la Fig. 1 se presentan los diagramas color-color de los objetos puntuales detectados en el campo. Los límites en color adoptados para la selección de candidatos a CGs están basados en trabajos previos en el mismo sistema fotométrico (Faifer et al., 2011).

En la Fig. 2 se presenta el diagrama color-magnitud de los objetos puntuales detectados con SEXTRACTOR. Los puntos violetas indican los candidatos a cúmulos globulares, cuya selección se finalizó agregando límites en magnitudes correspondientes a un nivel de completitud de 80 % para el extremo de menor brillo, y a la separación de posibles candidatos a *Ultra-compact Dwarf*

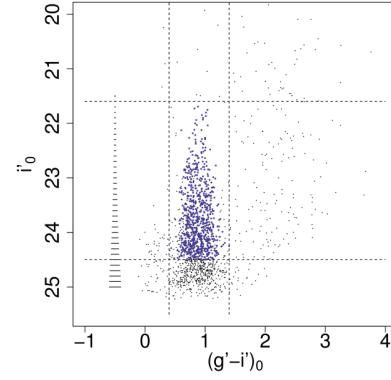


Figura 2: Diagrama color-magnitud de los objetos puntuales detectados con SEXTRACTOR. Los puntos violetas indican los candidatos a CGs. Las líneas horizontales a la izquierda indican el error en color para cada magnitud.

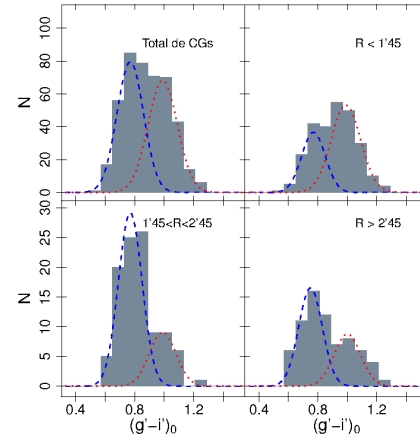


Figura 3: Distribuciones de color para el total de CGs, y para tres regiones a distintos radios galactocéntricos, yendo de la más interna a la más externa. Las curvas azul a trazos y la roja punteada representan las funciones gaussianas correspondientes al ajuste bimodal realizado con GMM.

Galaxies (UCDs) en el más brillante (Mieske et al., 2006). Las líneas horizontales a la izquierda de la Fig. 2 representan el promedio del error en color para un intervalo de 0.1 en magnitud.

Para detectar la posible bimodalidad, se analizó la distribución de color (Fig. 3) y se realizaron ajustes de gaussianas utilizando el código GMM (Muratov & Gnedin, 2010). Los resultados de los tests estadísticos que calcula el código, *kurtosis* y *D*, indican que el ajuste de dos funciones gaussianas es bueno tanto para el total de la población como para los conjuntos tomados a partir de separar el campo en anillos de distinto radio galactocéntrico. Utilizando los parámetros que nos brinda el código, graficamos las funciones que se ven en la Fig. 3 con líneas punteadas, separando las subpoblaciones.

Una vez obtenidos los límites para separar las subpoblaciones, estudiamos la distribución espacial suavizada de cada una, como se ve en la Fig. 4. Ambas presentan mayor densidad hacia el centro de la galaxia, y podemos

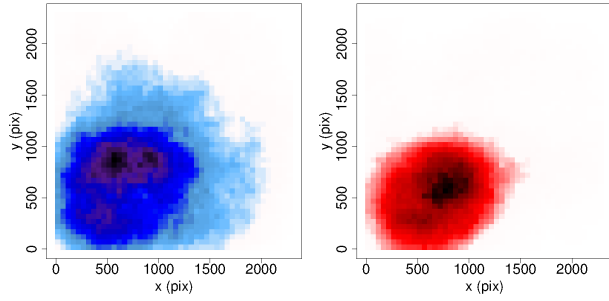


Figura 4: Distribución espacial suavizada de los candidatos a CGs, separados en subpoblaciones (azul y roja, con menor y mayor cantidad de metales respectivamente) de acuerdo al límite obtenido en el ajuste de la distribución de color.

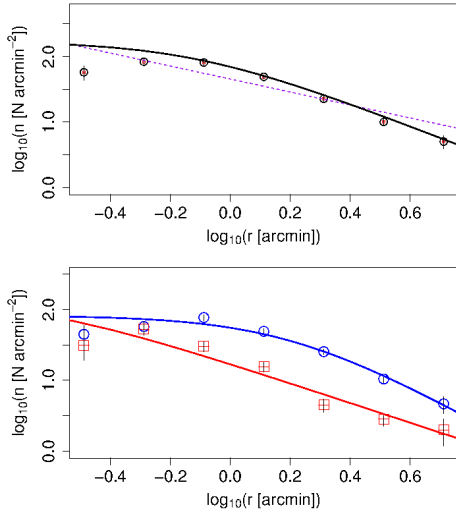


Figura 5: Distribución radial proyectada de los candidatos a CGs. En el panel superior se encuentra el total de la población, y en el inferior las subpoblaciones roja y azul con sus colores respectivos. Las líneas sólidas representan los ajustes correspondientes de la ley de Hubble. La punteada, una ley de potencias.

observar que la subpoblación azul se encuentra más dispersa y extendida hacia los bordes que la roja.

Este resultado se reproduce también en la distribución radial proyectada (Fig. 5), dado que la ley de potencias ajustada a la población roja presenta una pendiente más pronunciada que la azul.

Continuando con el análisis de las subpoblaciones, la Fig. 6 muestra la distribución acimutal, con un ajuste sinusoidal a partir del cual pudimos aproximar los valores de elipticidad y ángulo de posición para cada una de las subpoblaciones. La azul presenta una elipticidad importante, en contraste con la roja donde es casi despreciable. Tanto para la población total como para ambas subpoblaciones, el ángulo de posición es de aproximadamente 90° .

Finalizando el análisis del SCG, estudiamos la función de luminosidad del mismo (Fig. 7). El ajuste de una función gaussiana a la misma nos permitió ver que el punto de *turn-over* se encontraría a una magnitud aproximada de $i'_0 = 25.5$, es decir, más allá de lo que

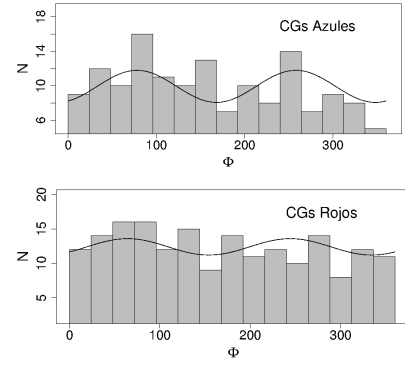


Figura 6: Distribución acimutal proyectada para ambas subpoblaciones, con un ajuste sinusoidal (línea sólida).

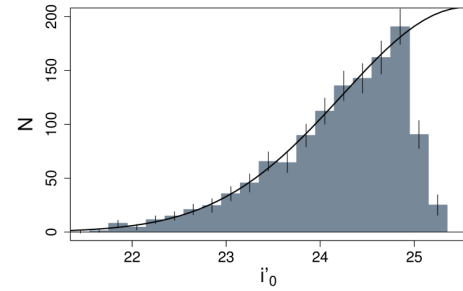


Figura 7: Función de luminosidad del sistema de candidatos a CGs. La curva negra representa la función gaussiana ajustada.

pudimos detectar con estas observaciones.

Agradecimientos: Los datos utilizados en este trabajo han sido obtenidos mediante el programa GS-2013B-Q-37 del Observatorio Gemini, el cual es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo un acuerdo cooperativo con la NSF en representación de los socios de Gemini: the National Science Foundation (Estados Unidos), the National Research Council (Canadá), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina), and Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brasil). Este trabajo ha sido financiado por Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, y Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

Referencias

- Bassino L. P., et al., 2006, A&A, 451, 789
- Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
- Blakeslee J. P., et al., 2001, MNRAS, 327, 1004
- Brodie J. P., Strader J., 2006, ARA&A, 44, 193
- Caso J. P., Bassino L. P., Gómez M., 2015, MNRAS, 453, 4421
- Ennis A. I., Bassino L. P., Caso J. P., 2017a, BAAA, 59, 106
- Ennis A. I., Bassino L. P., Caso J. P., 2017b, Galaxies, 5, 30
- Faifer F. R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
- Harris W. E., Harris G. L. H., Alessi M., 2013, ApJ, 772, 82
- Machacek M. E., et al., 2005, ApJ, 630, 280
- Mieske S., et al., 2006, AJ, 131, 2442
- Muratov A. L., Gnedin O. Y., 2010, ApJ, 718, 1266
- Smith J. A., et al., 2002, AJ, 123, 2121
- Tonini C., 2013, ApJ, 762, 39
- Woodley K. A., et al., 2010, ApJ, 708, 1335



Estudio fotométrico del sistema de cúmulos globulares de NGC 3613 mediante imágenes de GMOS

B.J. De Bórtoli¹, L.P. Bassino^{1,2}, J.P. Caso^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / brudebo.444@gmail.com

Resumen / Se presentan resultados preliminares del estudio fotométrico del sistema de cúmulos globulares de NGC 3613, una galaxia elíptica (E6) ubicada en un entorno de baja densidad, aunque es tan brillante como galaxias centrales de cúmulos ricos. NGC 3613 pertenece a un grupo pobre del que forma parte otra galaxia elíptica de similar luminosidad, NGC 3610. Esta última es considerada el prototipo de una fusión de discos, lo que indica que en este grupo han existido procesos de interacción entre sus miembros. Se presenta la selección de candidatos a cúmulos globulares, su distribución de color y distribución espacial proyectada.

Abstract / We present preliminary results of the photometric study of the globular cluster system of NGC 3613, an elliptical galaxy (E6) located in a low density environment, though it is as bright as the central galaxies of rich clusters. NGC 3613 belongs to a poor group, where another elliptical galaxy of similar brightness, NGC 3610, can be found. NGC 3610 is considered as a prototype merger remnant, which indicates the members of this group have suffered interactions among them. We present the selection of globular cluster candidates, their colour distribution and their projected spatial distribution

Keywords / galaxies: star clusters: general — galaxies: elliptical — galaxies: evolution

1. Introducción

El estudio de cúmulos globulares (CGs) extragalácticos, dado que los mismos están entre los objetos más antiguos del Universo (e.g. Tonini, 2013; Hansen et al., 2013; Dotter et al., 2010), nos da la posibilidad de analizar las primeras etapas de formación estelar y la historia evolutiva de la galaxia que los contiene.

Una característica muy importante de los sistemas de cúmulos globulares (SCGs) asociados a galaxias brillantes es la existencia de dos subpoblaciones de CGs. Estas se detectan al analizar la distribución de color del sistema, manifestándose como una bimodalidad en dicha distribución, presentando además diferentes distribuciones espaciales proyectadas y diferentes propiedades cinemáticas. Los CGs tienen edades muy similares (Hansen et al., 2013) por lo que, según la degeneración edad-metalicidad, la bimodalidad en color puede interpretarse como una diferencia de metalicidad (e.g. Usher et al., 2012; Cantiello et al., 2014). De esta forma, se identifica una subpoblación “azul” y una “roja”, asociadas a los CGs de menor y mayor contenido de metales respectivamente.

La subpoblación roja está más concentrada hacia el centro de su galaxia huésped y traza el perfil de brillo superficial de la misma, lo que indica una relación estrecha con la galaxia. Por el contrario, la subpoblación azul parece tener propiedades “universales”, siendo éstas similares incluso en galaxias en distintos medioambientes, lo cual podría deberse a que el origen de los CGs azules haya sido previo al de las galaxias (e.g. Bassino et al., 2006; Usher et al., 2012; Durrell et al., 2014).

Los estudios espectroscópicos de CGs (Schuberth et al., 2010, e.g.) revelan las diferencias cinemáticas de estas subpoblaciones, lo que permite trazar sus distintos orígenes y estimar la masa total del halo galáctico.

La galaxia NGC 3613 es una galaxia masiva de tipo temprano, ubicada en un ambiente de baja densidad como es un grupo. En este trabajo se analizan resultados preliminares de la fotometría de su SCG, que no ha sido estudiada anteriormente.

2. Observaciones, reducción y fotometría

Las imágenes CCD con las que se realizó este estudio fueron obtenidas en el marco del programa GN-2013A-Q-42 (PI: Caso), con la cámara GMOS del telescopio Gemini Norte, en los filtros g' , r' e i' . Para su reducción y procesamiento se utilizaron imágenes de calibración de fechas lo más cercanas posibles a las de observación de las imágenes de ciencia. Con éstas se realizaron correcciones por BIAS y FLAT-FIELD.

Como se trabajó con varias imágenes en cada filtro, éstas fueron combinadas y alineadas, obteniendo una imagen final para g' , r' e i' . En cada una de ellas se realizaron 2 filtrados que nos permitieron eliminar parte del brillo de la galaxia y detectar CGs que quedaban ocultos por el perfil de brillo de la misma.

Luego, utilizando el software SEXTRACTOR (Bertin & Arnouts, 1996) sobre las imágenes filtradas se seleccionaron los objetos puntuales utilizando como parámetro un índice de estelaridad mayor a 0.5.

Utilizando IRAF, mediante la tarea PHOT se

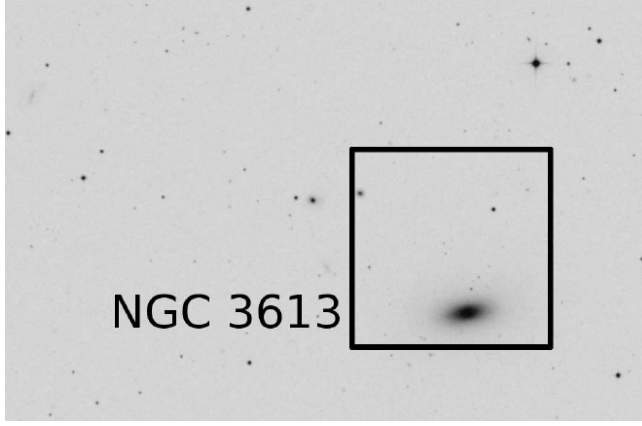


Figura 1: Campo Observado GMOS-N, donde se encuentra la galaxia NGC 3613, Norte arriba y Este a la izquierda. El cuadrado marcado corresponde al campo de GMOS, que tiene un FOV=5.5'x5.5'.

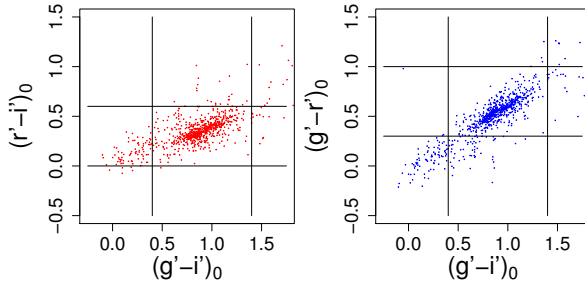


Figura 2: Diagrama color-color de los objetos puntuales presentes en el campo. Las rectas muestran los límites de color adoptados.

realizó la fotometría de apertura y luego con la tarea PSF la fotometría PSF en los tres filtros. Esta última nos proporciona parámetros de tests estadísticos que nos permiten evaluar la bondad del ajuste, con los que refinamos la selección de objetos puntuales.

Finalmente aplicamos las correcciones de apertura, de segundo orden y por extinción galáctica usando los valores provistos por NED (NASA/IPAC), obteniendo un catálogo con la fotometría corregida de los objetos puntuales.

3. Resultados

La Fig. 2 muestra el diagrama color-color de los objetos seleccionados. Las líneas verticales y horizontales representan los límites estándares de colores asociados a CGs (Faifer et al., 2011), $0.45 < (g' - i')_0 < 1.4$, $0.4 < (g' - r')_0$ y $0 < (r' - i')_0 < 0.6$. A partir de los mismos, realizamos una nueva selección logrando un catálogo compuesto sólo por los candidatos a CGs.

La Figura 3 muestra el diagrama color-magnitud del campo de ciencia (izquierda) y el del campo utilizado para estimar la corrección por contaminación (derecha). Además, se aplica un corte en los objetos más débiles para garantizar un factor de completitud del 70 % (Basino & Caso, 2017).

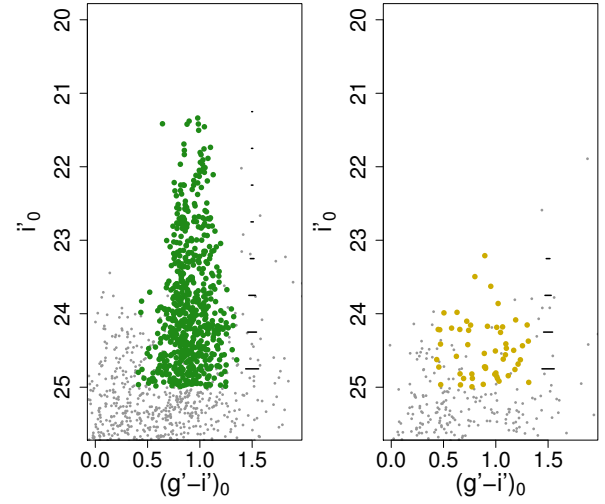


Figura 3: Diagrama color-magnitud de los objetos puntuales presentes en el campo de ciencia (izquierda) y en el de contaminación (derecha). En color verde y amarillo se observan los puntos seleccionados con el análisis de la bondad del ajuste.

La distribución de color para todos los candidatos se presenta en la Fig. 4, mientras que la distribución discriminada para distintos rangos galactocéntricos se muestra en la Fig. 5.

En la distribución total se observa la bimodalidad antes mencionada, ubicándose los picos de color aproximadamente en 0.85 y 1.05. De igual forma, como trabajo a futuro se corroborará si se puede aceptar estadísticamente o no que se trata de dos gaussianas utilizando el software GMM (Muratov & Gnedin, 2010).

En las distribuciones discriminadas por rangos galactocéntricos observamos que mientras, el pico azul se mantiene presente en todas las zonas, el pico rojo va decayendo en altura. Esto apoya la idea de la concentración hacia el centro de esta última subpoblación. Por otro lado se puede notar que para la región más externa el pico azul se encuentra desplazado hacia valores de $g' - i'$ menores, lo que puede deberse a que los CGs que se encuentran en la zona más periférica de la galaxia provengan de galaxias enanas cercanas.

La distribución espacial de las dos subpoblaciones se presenta en la Fig. 6. En acuerdo con los resultados del análisis de la figura 5, se percibe una leve concentración de CG rojos hacia el centro de la galaxia, con respecto a lo que se observa hacia los bordes del campo.

Agradecimientos: Los datos utilizados en este trabajo han sido obtenidos mediante el programa GN-2013A-Q-42 del Observatorio Gemini, el cual es operado por la Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., bajo un acuerdo cooperativo con la NSF en representación de los socios de Gemini: the National Science Foundation (Estados Unidos), the National Research Council (Canadá), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina), and Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brasil). Este trabajo ha sido financiado por Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina, Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica, y Universidad Nacional de La Plata, Argentina.

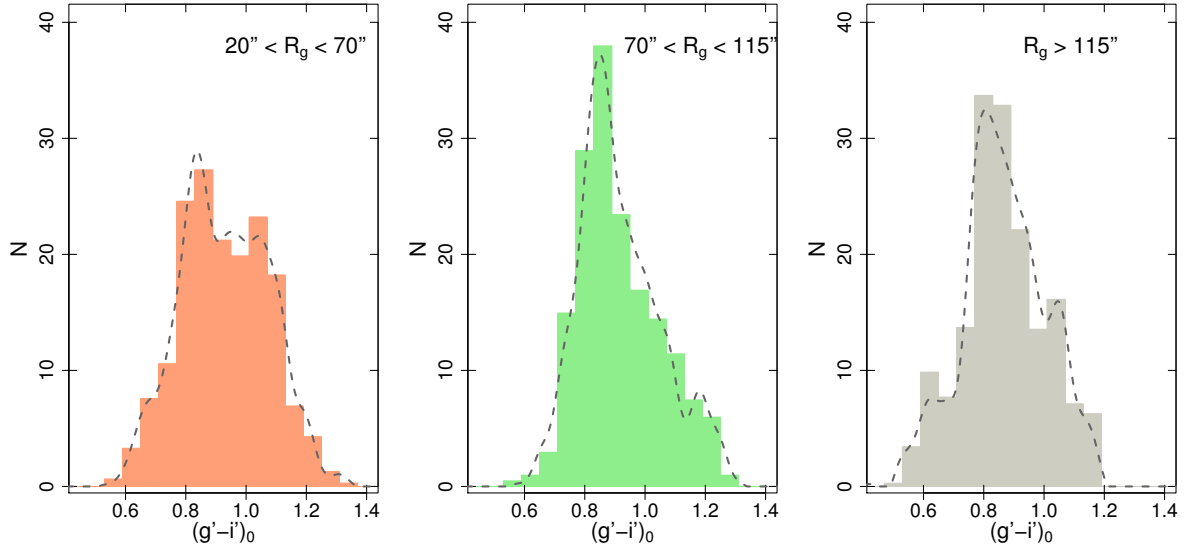


Figura 5: Distribución de color de los candidatos a CGs discriminadas en tres rangos de radio galactocéntrico. En colores se muestran los histogramas para cada región y en línea de trazos su correspondiente distribución suavizada.

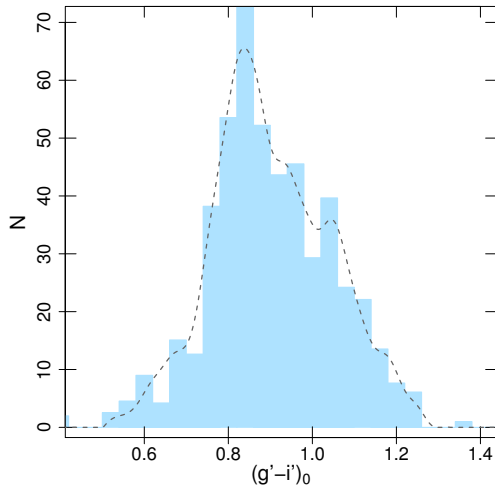


Figura 4: Distribución de color de los candidatos a CGs. En celeste se observa el histograma de la distribución y en línea de trazos la distribución suavizada.

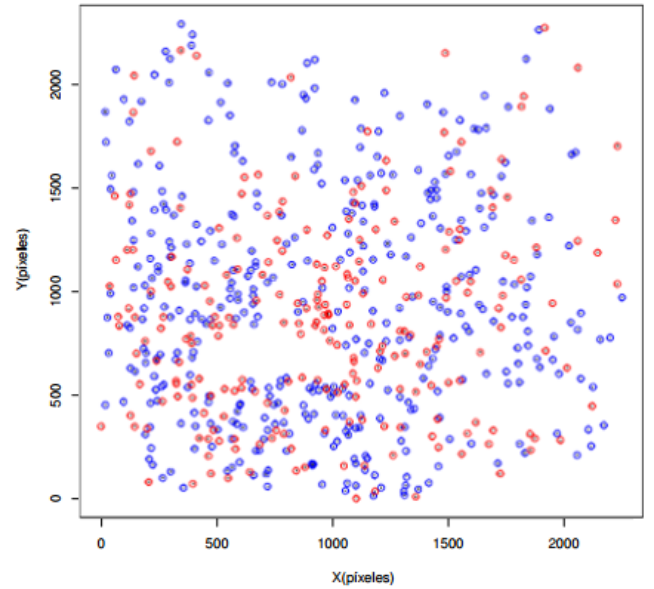


Figura 6: Distribución espacial de los candidatos a CGs discriminados en subpoblaciones, en puntos rojos los CGs correspondientes a la subpoblación roja y en puntos azules los de la subpoblación azul.

Referencias

- Bassino L. P., Caso J. P., 2017, MNRAS, 466, 4259
 Bassino L. P., Richtler T., Dirsch B., 2006, MNRAS, 367, 156
 Bertin E., Arnouts S., 1996, A&AS, 117, 393
 Cantiello M., et al., 2014, A&A, 564, L3
 Dotter A., et al., 2010, ApJ, 708, 698
 Durrell P. R., et al., 2014, ApJ, 794, 103
 Faifer F. R., et al., 2011, MNRAS, 416, 155
 Hansen B. M. S., et al., 2013, Nature, 500, 51
 Muratov A. L., Gnedin O. Y., 2010, ApJ, 718, 1266
 Schubert Y., et al., 2010, A&A, 513, A52
 Tonini C., 2013, ApJ, 762, 39
 Usher C., et al., 2012, MNRAS, 426, 1475



Gas de agujeros negros cosmológicos

E.M. Gutiérrez¹, F.L. Vieyro^{1,2}, G.E. Romero^{1,3}

¹ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

² Institut de Ciències del Cosmos, Universitat de Barcelona, España

³ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

Contacto / egutierrezposse@gmail.com

Resumen / Agujeros negros de origen cosmológico, los llamados agujeros negros primordiales, podrían haberse formado en el universo temprano por diversos mecanismos. En este trabajo investigamos la evolución cósmica del universo temprano introduciendo una componente de agujeros primordiales que interactúan con el plasma cósmico. Considerando distribuciones de masa extendidas, en particular de tipo ley de potencia, encontramos escenarios en los que la evolución cosmológica difiere respecto a la estándar de un universo dominado por radiación.

Abstract / Black holes with a cosmological origin, the so-called primordial black holes, might have formed in the early Universe from different mechanisms. In this work, we investigate the cosmic evolution of the early Universe inserting a primordial black hole component which interact with the cosmic plasma. Considering extended mass functions, in particular power-law distributions, we find scenarios where the cosmic evolution results different from the standard radiation dominated one.

Keywords / cosmology: miscellaneous — early universe — stars: black holes

1. Introducción

Las condiciones extremas en el universo temprano permitirían la formación de agujeros negros mediante diversos mecanismos (Zel'dovich & Novikov, 1966; Hawking, 1971; Carr & Hawking, 1974). Estos hipotéticos objetos se conocen con el nombre de agujeros negros primordiales (PBHs, por sus siglas en inglés) y podrían jugar un rol importante en una gran variedad de procesos: nucleosíntesis primordial (Zeldovich et al., 1977; Vainer et al., 1978; Kohri & Yokoyama, 2000), bariogénesis (Barrow, 1980; Lindley, 1981; Barrow et al., 1991a; Hook, 2014), reionización del universo (Gibilisco, 1998), materia oscura (Carr et al., 2016), producción de ondas gravitacionales (Bird et al., 2016; Sasaki et al., 2016), entre otros.

Realizando un análisis simple de las densidades involucradas, puede estimarse que los PBHs formados a un tiempo cósmico t tendrían una masa del orden de la masa del horizonte de partículas:

$$M_{\text{PBH}}(t) \sim M_{\text{H}}(t) = \frac{c^3 t}{G} \sim 10^{15} \left(\frac{t}{10^{-23} \text{ s}} \right) \text{ g}, \quad (1)$$

donde c es la velocidad de la luz en el vacío y G es la constante gravitacional. Luego, a diferencia de los agujeros negros astrofísicos (estelares y supermasivos), los PBHs podrían tener masas lo suficientemente pequeñas para que su radiación de Hawking sea considerable (Hawking, 1974, 1975). Esto implica que al evaporarse aportarían energía al plasma cósmico primigenio (radiación). Adicionalmente, debido a las altas densidades en el universo temprano, los PBHs acretarían partículas de este plasma a una tasa elevada. La combinación de estos dos procesos de interacción podría modificar distintos aspectos de la evolución cosmológica del universo

en los instantes iniciales de su expansión.

En este trabajo modelamos escenarios de universo temprano con PBHs y estudiamos su evolución cósmica. Para ello consideramos que los PBHs se forman con una función inicial de masas (IMF por sus siglas en inglés) extendida. En particular, estudiamos IMFs tipo ley de potencia,

$$N(m) \propto m^{-\alpha}, \quad (2)$$

para distintos valores del índice espectral α , como sería el caso si las fluctuaciones primordiales que dan lugar a la formación de PBHs fueran invariantes de escala (ver, e.g., Carr, 1975; Barrow et al., 1991b).

2. Gas de agujeros negros primordiales

Consideramos dos fluidos cósmicos perfectos en interacción, inmersos en un espacio-tiempo de Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) plano,

$$ds^2 = -dt^2 + a(t)^2 [dr^2 + r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2)]. \quad (3)$$

Aquí, $a(t)$ es el factor de escala normalizado de la métrica. Como los fluidos interactúan entre sí, sólo la suma de sus tensores de energía-impulso se conserva:

$$\nabla_\mu [T_{(A)}^{\mu\nu} + T_{(B)}^{\mu\nu}] = 0. \quad (4)$$

Si la presión p y densidad de energía ρ de cada fluido satisfacen una ecuación de estado de la forma

$$p_{(i)} = w_{(i)} \rho_{(i)}, \quad (i = A, B), \quad (5)$$

con $w_{(i)}$ constante, y si denotamos Q a la tasa de intercambio de energía entre los fluidos, de la Ec. 4 resultan dos ecuaciones:

$$\dot{\rho}_{(A)} + 3 \left(\frac{\dot{a}}{a} \right) [1 + w_{(A)}] \rho_{(A)} = Q, \quad (6)$$

$$\dot{\rho}_{(B)} + 3 \left(\frac{\dot{a}}{a} \right) [1 + w_{(B)}] \rho_{(B)} = -Q. \quad (7)$$

Elegimos que el fluido A represente a la radiación ($w_R = 1/3$) y el fluido B a un gas de PBHs. Las propiedades de la radiación quedan completamente caracterizadas por su temperatura de equilibrio T_R . Por su parte, al gas de PBHs lo modelamos como polvo ($w_{PBH} = 0$), y consideramos que sus constituyentes son agujeros negros de Schwarzschild. Luego, si $N(t; m)$ es la densidad de PBHs por unidad de masa a tiempo t , la densidad de energía de este gas resulta:

$$\rho_{PBH}(t) = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} N(t; m) E(m) dm, \quad (8)$$

donde $E(m) = mc^2$ es la energía de un agujero negro de Schwarzschild de masa m , y M_{\min} y M_{\max} son las masas mínima y máxima de la distribución, respectivamente. De la misma manera, la densidad de entropía en PBHs es:

$$s_{PBH}(t) = \int_{M_{\min}}^{M_{\max}} N(t; m) S(m) dm, \quad (9)$$

donde $S(m) = 4\pi k_B G m^2 / \hbar c$ es la entropía de un agujero negro de Schwarzschild de masa m .

Cada agujero negro interactúa con la radiación acrentando y emitiendo partículas. La tasa de variación de masa que resulta de estos dos procesos es, según (Frolov & Zelnikov, 2011)

$$\frac{dM}{dt} = \frac{27\pi G^2}{c^5} \rho_R M^2 - \frac{1}{c^2} \Sigma_{BH} h_* \sigma T_{BH}^4, \quad (10)$$

donde σ es la constante de Stefan-Boltzmann, ρ_R es la densidad de energía de la radiación, h_* es el número de especies de partículas que emite el agujero negro, y Σ_{BH} es el área efectiva de la región donde estas partículas escapan. El primer término del miembro derecho representa el aumento de masa debido a la acreción de radiación, mientras que el segundo término representa la pérdida de masa por evaporación de Hawking. T_{BH} es la temperatura de un agujero negro de Schwarzschild (Hawking, 1975):

$$T_{BH} = \frac{\hbar c^3}{8\pi k_B G M}, \quad (11)$$

con \hbar la constante de Planck reducida y k_B la constante de Boltzmann. Si un PBH tiene masa m al tiempo t , y esta evoluciona a una masa $m + dm$ al tiempo $t + dt$, entonces

$$N(t + dt; m + dm) = N(t, m). \quad (12)$$

Por lo que las variaciones de $N(t; m)$ en m y t están relacionadas por medio de la Ec. 10:

$$\left. \frac{\partial N(t; m)}{\partial t} \right|_{\text{int}} = - \frac{\partial N(t; m)}{\partial m} \frac{dm}{dt}. \quad (13)$$

De esta manera podemos calcular la evolución temporal de la densidad de PBHs a una dada masa m debida a la interacción con la radiación calculando cómo varía la masa de PBHs individuales.

Agregando una de las ecuaciones de Friedmann a las Ecs. 7 aplicadas a nuestro sistema, resulta el siguiente sistema de ecuaciones para la evolución temporal de $a(t)$, $\rho_R(t)$ y $\rho_{PBH}(t)$:

$$\dot{\rho}_R + 4 \frac{\dot{a}}{a} \rho_R = - \left. \frac{d\rho_{PBH}}{dt} \right|_{\text{int}}, \quad (14)$$

$$\dot{\rho}_{PBH} + 3 \frac{\dot{a}}{a} \rho_{PBH} = \left. \frac{d\rho_{PBH}}{dt} \right|_{\text{int}}, \quad (15)$$

$$\left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} (\rho_R + \rho_{PBH}), \quad (16)$$

donde la variación de masa está dada por la Ec. (10).

3. Resultados

Consideramos un tiempo inicial post-inflacionario, $t_{\text{ini}} = 10^{-33}$, ya que la densidad de PBHs formados en una época previa a la inflación resulta despreciable luego que esta ocurre. Calculamos la temperatura inicial de la radiación como (e.g Weinberg, 1972) $T_R(t_{\text{ini}}) = 10^{10}(t_{\text{ini}}/\text{s})$ K, mediante lo cual quedan definidas las densidades de energía y entropía de la radiación. Para la IMF del gas de PBHs tomamos $M_{\min} = 530m_P$, con $m_P = 2.18 \times 10^{-5}$ g la masa de Planck, correspondiente a PBHs con un tiempo de vida del orden de 10^{-33} s, y $M_{\max} = 10^6 M_{\odot}$, correspondiente a agujeros negros supermasivos. Por último, definimos la densidad de energía inicial del gas de PBHs por medio de $\rho_{PBH} := \beta \rho_R$, donde β es un parámetro libre. Cabe mencionar, no obstante, que existen restricciones observacionales sobre la densidad inicial de PBHs que limitan el valor de β (ver, e.g, Carr et al., 2010). Para un estudio de la evolución cosmológica de un universo temprano con PBHs, considerando tales restricciones, ver Gutiérrez et al. (2018).

Fijadas las condiciones iniciales, resolvemos numéricamente el sistema de Ec. 14 para valores del índice espectral α entre 2 y 3, y tomando $\beta = 10^{-1}$. En la Fig. 1 se muestra la evolución del factor de escala, del cociente de las densidades de energía de ambos fluidos y de la entropía en un volumen comóvil, para los casos $\alpha = 2.1, 2.2, 2.4$ y 2.5 . Podemos notar que los cambios más significativos respecto a una evolución cosmológica estándar (dominada por radiación y con entropía constante) se producen para los espectros más duros (α menor). En particular, para el caso $\alpha = 2.1$ el factor de escala evoluciona en un estado intermedio entre los correspondientes a universos dominados por radiación y por materia. Por otra parte, notamos que la acreción no juega un rol preponderante en ninguno de los escenarios: si bien la densidad de energía del gas de PBHs aumenta por la acreción, este efecto termina diluyéndose con la expansión cósmica.

4. Conclusiones

Hemos estudiado la evolución cósmica de los primeros instantes post-inflacionarios incluyendo una componente de PBHs en el universo temprano. En particular, consideramos IMFs tipo ley de potencia para dicha compo-

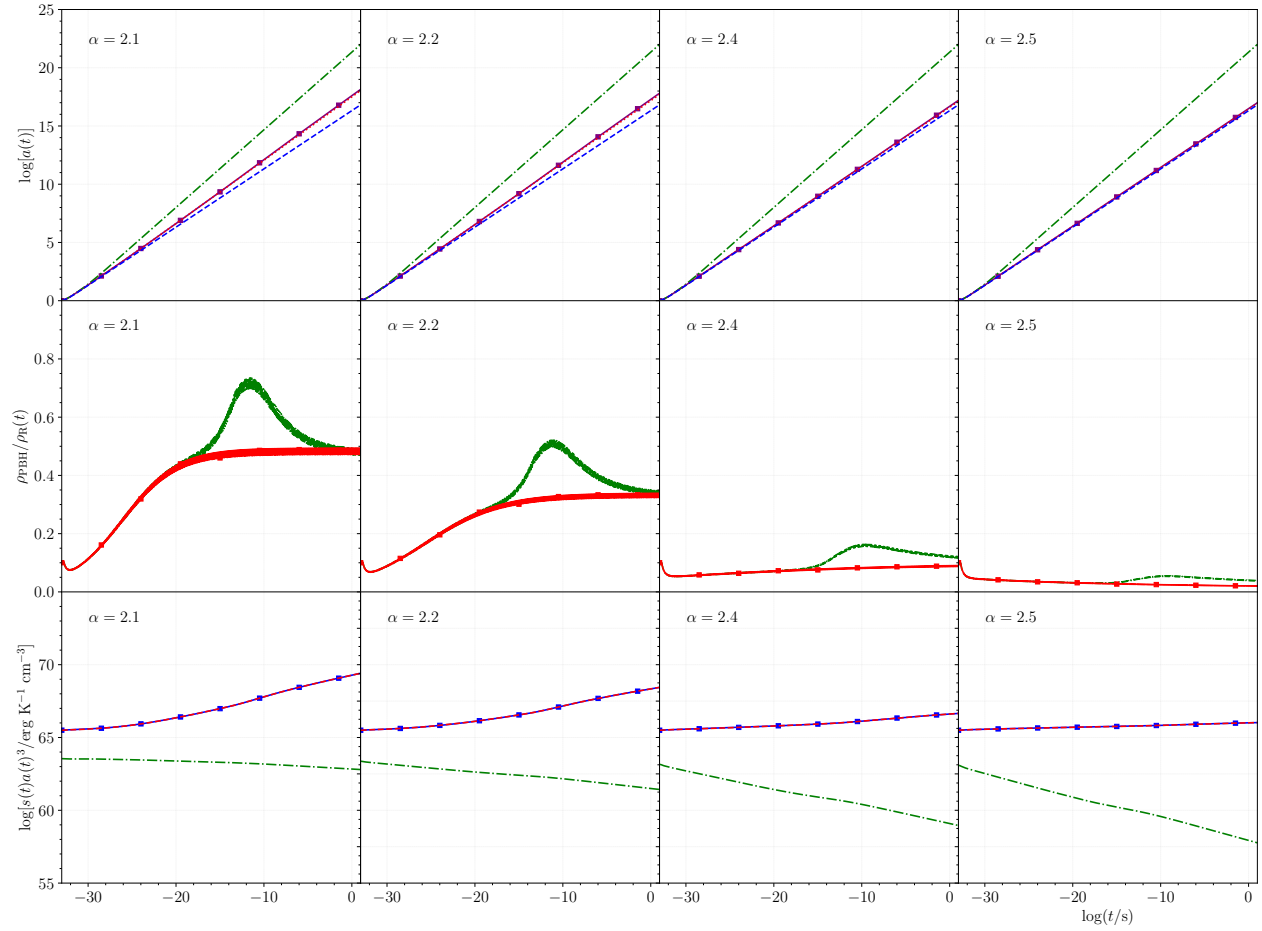


Figura 1: Evolución cosmológica del universo considerando distribuciones de masa tipo ley de potencia para el gas de PBHs, $N(m) \propto m^{-\alpha}$. De izquierda a derecha $\alpha = 2.1, 2.2, 2.4, 2.5$. En el panel superior se muestra el factor de escala para distintos modelos. Púrpura: nuestro modelo. Rojo: Nuestro modelo sin considerar la acreción. Azul: universo dominado por radiación. Verde: universo dominado por materia. En el panel central se muestra el cociente entre las densidades de energía del gas de PBHs y la radiación. Verde: con acreción. Rojo: sin acreción. En el panel inferior se muestra la entropía por unidad de volumen comóvil de los fluidos. Verde: PBHs. Rojo: Radiación. Azul: Total. Ver colores en versión electrónica.

nente. Encontramos que para los espectros más duros la evolución cosmológica difiere de la estándar. Adicionalmente, la entropía total del sistema aumenta durante toda la evolución. Por su parte, la acreción de radiación no parece jugar ningún rol importante en estos escenarios.

Agradecimientos: Este trabajo fue financiado por el CONICET mediante el PIP 2014-00338, y por el Ministerio de Economía y Competitividad Español (MINECO/FEDER, UE) bajo las becas AYA2013-47447-C3-1-P y AYA2016-76012-C3-1-P.

Referencias

Barrow J. D., et al., 1991a, *Physical Review D*, 43, 984
 Barrow J. D., Copeland E. J., Liddle A. R., 1991b, *MNRAS*, 253, 675
 Barrow J. D., 1980, *MNRAS*, 192, 427
 Bird S., et al., 2016, *Physical Review Letters*, 116, 201301
 Carr B. J., Hawking S. W., 1974, *MNRAS*, 168, 399
 Carr B. J., et al., 2010, *Physical Review D*, 81, 104019
 Carr B. J., et al., 2016, *Physical Review D*, 94, 044029
 Carr B. J., 1975, *ApJ*, 201, 1

Frolov V. P., Zelnikov A., 2011, *Introduction to black hole physics*. Oxford Univ. Press, Oxford
 Gibilisco M., 1998, in Coccia E., Veneziano G., Pizzella G., eds., *Second Edoardo Amaldi Conference on Gravitational Wave Experiments*. p. 314
 Gutiérrez E. M., Vieyro F. L., Romero G. E., 2018, *MNRAS*, 473, 5385
 Hawking S., 1971, *MNRAS*, 152, 75
 Hawking S. W., 1974, *Nature*, 248, 30
 Hawking S. W., 1975, *Communications in Mathematical Physics*, 43, 199
 Hook A., 2014, *Physical Review D*, 90, 083535
 Kohri K., Yokoyama J., 2000, *Physical Review D*, 61, 023501
 Lindley D., 1981, *MNRAS*, 196, 317
 Sasaki M., et al., 2016, *Physical Review Letters*, 117, 061101
 Vainer B. V., Dryzhakova O. V., Naselskii P. D., 1978, *Soviet Astronomy Letters*, 4, 185
 Weinberg S., 1972, *Gravitation and cosmology: principles and applications of the general theory of relativity*. Wiley
 Zel'dovich Y. B., Novikov I. D., 1966, *Astronomicheskii Zhurnal*, 43, 758
 Zeldovich I. B., et al., 1977, *Pisma v Astronomicheskii Zhurnal*, 3, 208

Propiedades fotométricas de las galaxias enanas de bajo brillo superficial en la zona central del grupo Pegasus I

N. González^{1,2}, S. A. Cellone^{1,3}, A. Smith Castelli^{1,2}, F. Faifer^{1,2}, C. Escudero^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

³ Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina

Contacto / ngonzalez@fcaglp.unlp.edu.com.ar

Resumen / En este trabajo presentamos los resultados preliminares de un estudio fotométrico de objetos de bajo brillo superficial con $\mu_{g'} \gtrsim 25$ mag arcsec⁻², presentes en varios campos obtenidos con GEMINI-GMOS en la región central del grupo de Pegasus I. Encontramos que sus características fotométricas resultan similares a las denominadas galaxias enanas esferoidales o de ultra bajo brillo superficial.

Abstract / Here we show the preliminary results of a photometric study of low surface brightness objects with $\mu_{g'} \gtrsim 25$ mag arcsec⁻². These objects are present in several fields obtained with GEMINI-GMOS, in the central region of the Pegasus I group. We found that their photometric characteristics are similar to the so-called dwarf spheroidal galaxies or to the ultra low surface brightness galaxies.

Keywords / galaxies: dwarf — galaxies: photometry — galaxies: individual (NGC 7626)

1. Introducción

A pesar de los numerosos estudios de galaxias de baja luminosidad en diversos medioambientes, aún no hay un consenso generalizado sobre su escenario de formación. Debido a esto, es de gran importancia la detección y análisis de dicho tipo de objetos. Se espera que tales estudios proporcionen condiciones de contorno a los modelos actuales sobre la formación y evolución de las galaxias, así como también a los de formación de la estructura a gran escala del Universo. En este contexto, presentamos el estudio fotométrico de la población de galaxias de tipo temprano y de bajo brillo superficial (LSB, por sus siglas en inglés) en el grupo Pegasus I.

Pegasus I es un pequeño grupo de galaxias, localizado a una distancia de 50 Mpc (Tonry et al., 2001), y dominado por dos galaxias elípticas masivas: NGC 7626 y NGC 7619. Este grupo representa un ambiente de especial interés porque los estudios de la emisión en rayos-X del gas caliente intragrupo indican que Pegasus I constituye la fusión en desarrollo de los dos subgrupos asociados a cada galaxia dominante (Randall et al., 2009).

A pesar de que Pegasus I fue estudiado ampliamente en cuanto a su población de galaxias tardías (p.ej. Levy et al., 2007; Morelli et al., 2008), su población de galaxias de tipo temprano se encuentra prácticamente inexplorada.

En este contexto, Pegasus I representa un excelente medioambiente para el estudio de galaxias LSB y de los procesos que se cree juegan un papel en su formación y evolución. En este trabajo mostramos los resultados preliminares del estudio fotométrico (magnitudes integradas, colores, ajustes de perfiles, $\langle \mu_{\text{eff}} \rangle$, etc.) de ocho candidatas a galaxias de tipo temprano y LSB con

$\mu_{g'} \gtrsim 25$ mag/arcsec², presentes en cinco campos de los alrededores de las galaxias NGC 7626 y NGC 7619.

2. Datos fotométricos

Este trabajo está basado en cinco campos profundos tomados en los filtros g' , r' e i' (Fukugita et al., 1996), empleando la cámara GMOS de Gemini Norte (Programa GN-2008B-Q-14, PI: F. Faifer; Programa GN-2012A-Q-55, PI: A. Smith Castelli; Programa GN-2014B-Q-17, PI: F. Faifer; Programa GN-2015B-Q-13, PI: N. González). Estas imágenes cubren el entorno inmediato a NGC 7626 y NGC 7619, y se utilizaron para obtener los parámetros fotométricos de ocho candidatas a galaxias LSB. La Fig. 1 muestra la orientación de los diferentes campos analizados y la ubicación de estos objetos. Por su parte, en el panel superior izquierdo de la Fig. 2, se muestra la imagen de una de las candidatas a galaxia LSB en el filtro r' .

Dado que no se cuenta con datos espectroscópicos de las candidatas a galaxias LSB, la identificación de las mismas se realizó a partir de una inspección visual en las imágenes GEMINI-GMOS. Para ello, utilizando las tareas ELLIPSE y BMODEL de IRAF, primero se procedió a modelar las distribuciones de brillo superficial de las galaxias elípticas NGC 7626 y NGC 7619 y sus respectivos halos, incluyendo varios objetos extendidos. Luego, se restaron dichos modelos con el fin de poder identificar y medir los perfiles de brillo de las candidatas a galaxias LSB. Suponiendo que las mismas están a la distancia de NGC 7626, y adoptando el módulo de distancia $m - M = 33.67$ mag (Cantiello et al., 2007), se obtuvieron sus magnitudes y colores integrados, con los que se construyeron los diagramas color-magnitud

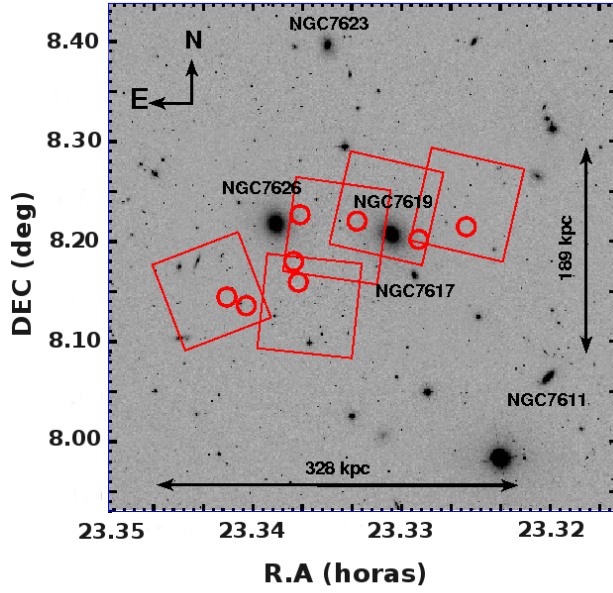


Figura 1: Mosaico de 30.5×30.5 arcmin en el filtro r' de SDSS DR12 mostrando la región central del grupo de Pegasus I. Los marcos rojos corresponden a los campos de GEMINI-GMOS. Los círculos rojos indican la ubicación de las candidatas LSB.

(DCM) y $\langle \mu_{\text{eff}} \rangle$ -luminosidad.

En la Fig. 2 se presentan, en los paneles inferiores, los perfiles de brillo superficial en los filtros g' , r' e i' de una de las galaxias LSB analizadas. En este caso, se puede observar el bajo brillo superficial que presenta dicho objeto.

Se realizaron ajustes de Sérsic (Sérsic, 1968) en los filtros mencionados, obteniendo los valores de los índices n para todas las candidatas. Dicho ajuste está dado por:

$$\mu(r) = \mu_0 + 1.0857 \left(\frac{R}{R_0} \right)^{\frac{1}{n}}. \quad (1)$$

donde μ_0 es el brillo superficial central y R_0 es un parámetro de escala.

3. Resultados preliminares

Con el objetivo de obtener una clasificación morfológica y de pertenencia de las candidatas a galaxias LSB al grupo de Pegasus I, comparamos con diferentes muestras de tipo temprano reportadas en varios trabajos.

La Fig. 3 muestra la relación entre el brillo superficial efectivo y la luminosidad en el filtro g' . Podemos observar, en el extremo brillante, una muestra de galaxias de tipo temprano en el cúmulo de Virgo (Smith Castelli et al., 2013). Estas galaxias tienden a ubicarse en el rango de radio efectivo $0.5 < R_{\text{eff}} < 2.0$ kpc. Sin embargo, las galaxias enanas pertenecientes al Grupo Local (LG) tienden a ubicarse en una zona de radios efectivos más pequeños (McConnachie, 2012). Por otro lado, las galaxias ultra difusas (UDGs, van Dokkum et al., 2015) y LSB (Smith Castelli et al., 2016) detectadas fuera del LG muestran radios efectivos más grandes.

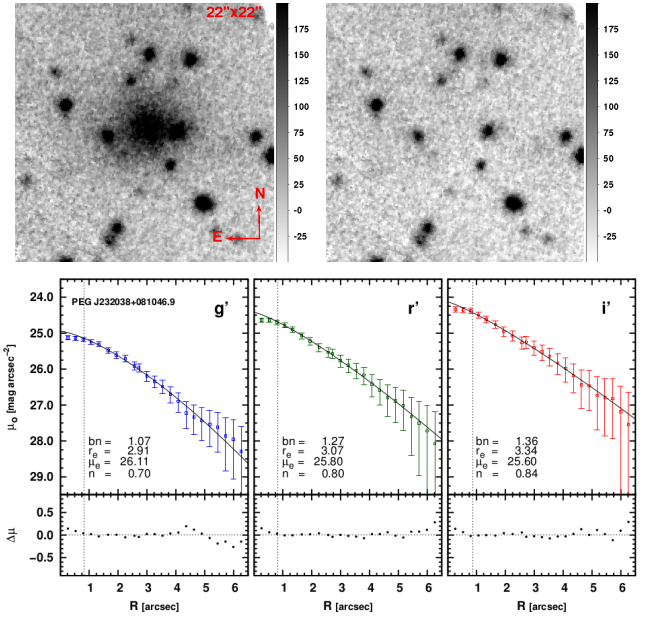


Figura 2: Paneles superiores: imagen de una de las galaxias LSB de la muestra en el filtro r' de GEMINI-GMOS; imagen residual en el filtro r' obtenida de la resta del modelo creado por *ellipse* y *bmodel*. Paneles inferiores: ajustes de la ley Sérsic a los perfiles de brillo g' , r' e i' de la galaxia. Los residuos $\Delta\mu = \mu(\text{obs}) - \mu(\text{fit})$ se muestran en el panel inferior. Las líneas verticales punteadas indican la región interna de los perfiles excluidos para realizar los ajustes que se corresponden al *seeing* de las imágenes. Todos los perfiles están corregidos por extinción y enrojecimiento.

A partir de esto, podemos decir que parece existir una distinción en los tamaños: los objetos en grupos y cúmulos cercanos tienden a ser más pequeños que los reportados en entornos más distantes. En consecuencia, analizamos las candidatas a galaxias LSB de nuestra muestra, que presentan similitudes con las denominadas galaxias enanas esferoidales (dSph) y las UDGs.

En la Fig. 4 se presenta el DCM de los resultados para las galaxias de tipo de temprano obtenidos por (Chen et al., 2010) y otros trabajos que reportan galaxias LSB. Se destaca la clara relación para las galaxias de tipo temprano del cúmulo de Virgo, y se puede observar que algunas galaxias LSB siguen dicha relación, aunque algunas otras se apartan tanto hacia colores más rojos como más azules. Por lo tanto, en términos de colores, las galaxias LSB no parecen ser una clase homogénea de objetos.

En la Fig. 5 se presenta la relación entre el parámetro de Sérsic n contra la magnitud absoluta en el filtro g' , donde vemos que existe una relación entre n y $M_{g'}$. Dicha relación está de acuerdo con lo encontrado por distintos autores, entre ellos los trabajos de Cellone et al. (1994) y Buzzoni et al. (2012) que establecen que el índice de Sérsic debe ser $n \lesssim 1$ para galaxias LSB.

4. Trabajo a futuro

En lo inmediato, serán incorporados más datos similares a los de las candidatas a galaxias LSB de Pegasus I re-

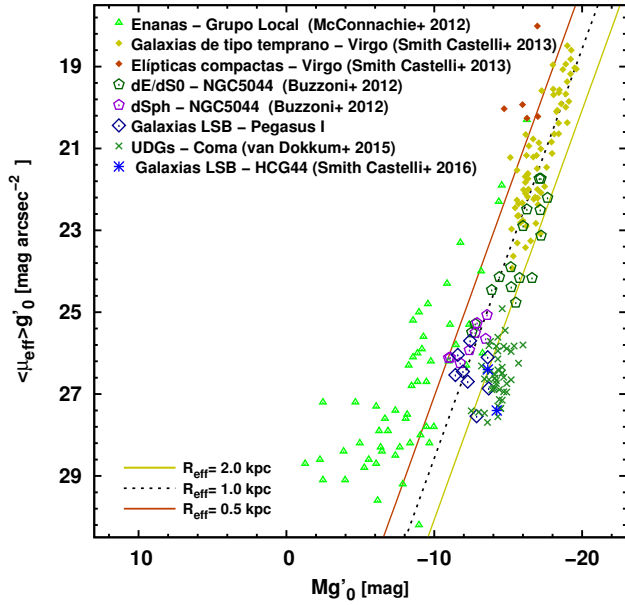


Figura 3: Diagrama $\langle \mu_{\text{eff}} \rangle$ -luminosidad de las galaxias de tipo temprano en la región central del cúmulo de Virgo (Smith Castelli et al., 2013), mostrando la ubicación de las galaxias LSB presentadas en este trabajo, suponiendo que están a la distancia de NGC 7626. Incluimos diferentes muestras de dSph y galaxias ultra-difusas reportadas en los trabajos de Buzzoni et al. (2012), McConnachie (2012), van Dokkum et al. (2015) y Smith Castelli et al. (2016).

portados en la literatura en otros medioambientes, completando así el análisis detallado de estos objetos presentado en Smith Castelli et al. (en preparación 2018).

En esta dirección, como trabajo a futuro extendemos el mismo análisis a las candidatas a enanas típicas ya localizadas en los campos observados del grupo de Pegasus I. Asimismo, realizaremos un trabajo similar en cuatro campos observados del supergrupo de Eridanus. Resulta interesante realizar un estudio comparativo de ambos grupos de galaxias de baja luminosidad.

Referencias

- Buzzoni A., et al., 2012, MNRAS, 420, 3427
 Cantiello M., et al., 2007, ApJ, 668, 130
 Cellone S. A., Forte J. C., Geisler D., 1994, ApJS, 93, 397
 Chen C.-W., et al., 2010, ApJS, 191, 1
 Fukugita M., et al., 1996, AJ, 111, 1748
 Levy L., et al., 2007, AJ, 133, 1104
 Makarov D. I., et al., 2015, A&A, 581, A82
 McConnachie A. W., 2012, AJ, 144, 4
 Morelli L., et al., 2008, MNRAS, 389, 341
 Müller O., Jerjen H., Binggeli B., 2015, A&A, 583, A79
 Randall S. W., et al., 2009, ApJ, 696, 1431
 Román J., Trujillo I., 2016, ArXiv e-prints
 Román J., Trujillo I., 2017, MNRAS, 468, 4039
 Sérsic J. L., 1968, Atlas de Galaxias Australes
 Smith Castelli A. V., et al., 2013, ApJ, 772, 68
 Smith Castelli A. V., Faifer F. R., Escudero C. G., 2016, A&A, 596, A23
 Tonry J. L., et al., 2001, ApJ, 546, 681

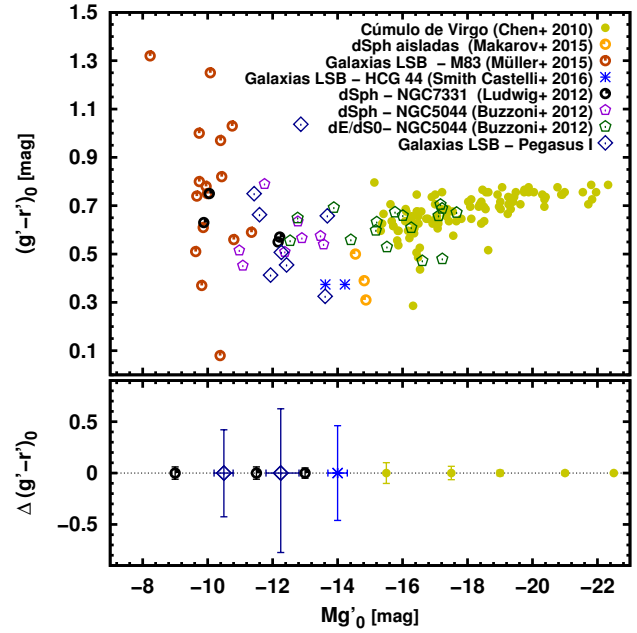


Figura 4: DCM de las galaxias de tipo temprano en la región central del cúmulo de Virgo (Chen et al., 2010), mostrando la ubicación de las galaxias LSB presentadas en este trabajo adoptando que están a la distancia de NGC 7626. Incluimos diferentes muestras de dSph y galaxias ultra-difusas reportadas en la literatura (Buzzoni et al., 2012), (Makarov et al., 2015), (Müller et al., 2015) y (Smith Castelli et al., 2016). En el panel inferior se muestran los errores medios $\Delta(g' - r')$, tomados en rangos de $\Delta M_{g'} = 1$ mag.

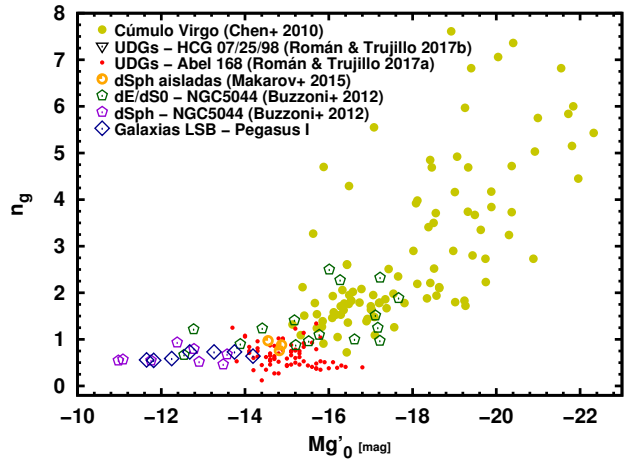


Figura 5: Relación entre el parámetro de Sérsic n contra la magnitud absoluta en el filtro g' para nuestras candidatas LSB (rombos azules) adoptando que están a la distancia de NGC 7626. Incluimos diferentes muestras de galaxias de tipo temprano reportadas en los trabajos de Chen et al. (2010), Buzzoni et al. (2012), Makarov et al. (2015), Román & Trujillo (2016) y Román & Trujillo (2017).

van Dokkum P. G., et al., 2015, ApJL, 798, L45



Estudio en galaxias BCD: Mrk 600 y IIZw 33

F. Campuzano Castro¹, G. Bosch^{1,2}, G. Hägele^{1,2}, V. Firpo^{3,4}, D. Muthukrishna⁵, M. Cardaci^{1,2}

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ Universidad de La Serena, Chile

⁴ Gemini Observatory, Chile

⁵ Australian National University, Australia

Contacto / fedecampu@gmail.com

Resumen / En el presente trabajo realizamos un estudio espectroscópico de la cinemática de 5 regiones de formación estelar en dos galaxias enanas compactas azules: IIZw 33 y Mrk 600, utilizando datos de alta resolución espectral obtenidos con el espectrógrafo MIKE en el telescopio Clay (Observatorio Las Campanas, Chile). Dichas regiones muestran espectros con líneas de emisión con evidencias claras de perfiles complejos compuestos. Para poder realizar la descomposición gaussiana de estos perfiles, desarrollamos un código robusto que ajusta estadísticamente los parámetros de las componentes gaussianas propuestas para representar la cinemática del gas ionizante perteneciente a estos brotes de formación estelar intensos. Este código está basado en la herramienta LMFIT de Python. Además, mediante estimadores estadísticos, como el indicador Akaike, logramos determinar la validez de cada modelo cinemático ajustado a nuestros datos. En este primer trabajo calculamos la cinemática para poder continuar con la determinación de las propiedades físicas del gas (densidades y temperaturas electrónicas), las abundancias químicas iónicas y totales, y el grado de ionización para cada componente cinemática individualmente. Para ello utilizamos el método directo, el cual requiere de medidas precisas de las líneas débiles aurales sensibles a la temperatura, para las cuales hemos podido medir sus distintas componentes cinemáticas gracias a la alta calidad de nuestros espectros.

Abstract / In the present work we perform a spectroscopic study of the kinematics of five star-forming regions in two blue compact dwarf galaxies: IIZw 33 and Mrk 600 using high-resolution spectra obtained using the MIKE spectrograph attached to the Clay telescope (Las Campanas Observatory, Chile). These regions show spectra with emission lines with clear evidence of complex kinematics. In order to perform the Gaussian decomposition of these profiles, we develop a robust code that statistically fit the parameters of the proposed Gaussians components used to represent the kinematic of the ionising gas belonging to these intense star-forming bursts. This code is based on the LMFIT, a Python tool. In addition, through statistical indicators, as the Akaike one, we determinate the validity of each cinematic model fitted to our data. Once the kinematics has been determined, we continue the study performing the determination of the physical properties of the gas (electronic densities and temperatures), the ionic and total chemical abundances, and the ionisation degree for each kinematical component. To do this we apply the direct method, which requires accurate measurements of the weak auroral lines sensitive to the temperature, for which we have measured their different kinematical components thanks to the high quality of our spectra.

Keywords / galaxies: ISM — ISM: abundances — H II Regions — galaxies: star formation — galaxies: individual (MRK600, IIZW33)

1. Introducción

Las Galaxias Enanas Compactas Azules (BCD, por sus siglas en inglés: *Blue Compact Dwarves*) son objetos muy luminosos, y el color característico azul se debe a la intensa radiación UV de las estrellas jóvenes que se han formado recientemente, que ionizan el gas circundante, generando Regiones H II Gigantes. Es decir, la luminosidad de estas galaxias está dominada o concentrada en (al menos uno) brotes masivos de formación estelar violenta (Terlevich et al., 1991).

Muchas galaxias que en los primeros catálogos eran consideradas compactas, actualmente, con el avance de los telescopios y de la astronomía observacional, se en-

cuentra que tienen estructura (Hägele et al., 2011, y referencias en él). Por ejemplo Haro 15, actualmente identificada como galaxia espiral, y durante años fue considerada como BCD (ver Firpo et al., 2011; Hägele et al., 2012).

¿Cuál es la importancia, la clave del estudio de estas galaxias? Las Galaxias BCDs son objetos poco metálicos. La muestra de galaxias estudiadas hasta el día de hoy, refleja una distribución en metalicidades que oscilan en el rango de $7.5 \leq \log(\text{O}/\text{H})+12 \leq 8.5$, que nos brinda información sobre la evolución de esas galaxias. Además, poder estudiar galaxias con metalicidades cercanas a la cota inferior de la distribución, nos permite

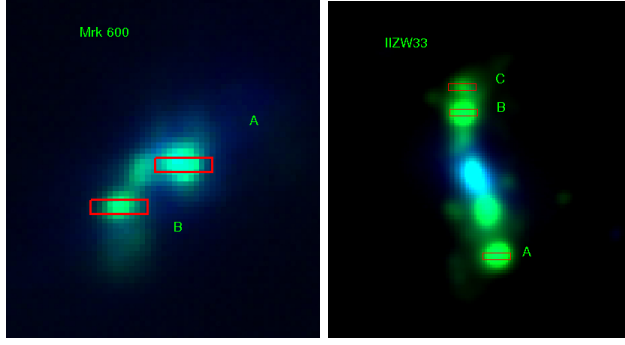


Figura 1: Panel Izquierdo: Imagen RGB (Du Pont) de Mrk 600. En rojo las dos rendijas correspondientes a los brotes de formación estelar observados. Panel Derecho: Imagen RGB (Du Pont) de IIZw 33. En rojo las tres rendijas correspondientes a los brotes de formación estelar observados.

recrear en nuestro universo local los ambientes de muy baja metalicidad compuestos por un gas primordial y las características de las galaxias a alto *redshift*. El estudio de los brotes de formación estelar reciente, en galaxias poco evolucionadas, son escenarios ideales para recrear los primeros eventos de formación estelar del universo. Esto nos abre la ventana para estudiar estas galaxias como bloques fundamentales en la comprensión de la formación estelar, como también para confirmar y validar modelos de evolución química y cómo es la física del gas ionizado en regiones de formación estelar violenta.

2. Observaciones

El trabajo fue realizado con observaciones obtenidas con el espectrógrafo de doble brazo MIKE, un instrumento de alta resolución instalado en el telescopio Clay de 6.5 m, uno de los telescopios Magallanes del Observatorio Las Campanas (LCO), Chile. El turno de observación fue de cuatro noches, dos en noviembre del 2005 y 2 en enero de 2006, en los que se tomaron las imágenes de ciencia y de calibración de nuestras regiones pertenecientes a las galaxias Markarian 600 (Mrk 600) y II Zwicky 33 (IIZw 33), en el que finalmente se observaron dos y tres regiones, respectivamente (ver Fig. 1).

La reducción y calibración de nuestros espectros en longitud de onda y en flujo, fueron realizadas utilizando el software IRAF, mediante el procedimiento habitual. Además, para la limpieza de rayos cósmicos de nuestros espectros, hemos utilizado un software aparte llamado “Detect and Remove Cosmic Rays”*, que brinda una limpieza de estos rayos sobre el espectro original 2-D y nos permite obtener una calibración sobre un espectro con menos factores de ruido que puede llegar a afectar el ajuste de algunas líneas particulares de interés.

Los espectros de nuestras regiones presentan una gran cantidad de líneas de combinación y prohibidas de emisión de diversos iones, que son fundamentales para plantear nuestro trabajo y desarrollo (ver e.g. Hägele et al., 2006). La relación señal-ruido de nuestras líneas intensas es muy buena ($H\alpha \approx 400$, $[OIII]\lambda 5007\text{\AA} \approx 400$) y

esto es uno de los puntos fundamental para poder realizar nuestro trabajo, ya que necesitamos descomponer los perfiles de las líneas prohibidas más débiles, como son las líneas aurales prohibidas que son necesarias para determinar la temperatura electrónica del gas en la zona donde se originan estos iones. Estas líneas son las que nos van a permitir medir y determinar con una muy buena precisión la temperatura electrónica de manera directa por medio de la medida de la intensidad de la línea siguiendo el modo planteado en Hägele et al. (2008, 2012).

3. Análisis y resultados

A continuación describiremos el código que hemos estado desarrollando para el estudio de las líneas intensas de emisión.

3.1. Perfiles

Continuando con la metodología de trabajo del grupo planteada, desarrollada y utilizada en Hägele et al. (2007, 2008, 2009, 2010, 2012, 2013); Hägele (2008); Firpo et al. (2010, 2011); Firpo (2011), se han realizado ajustes de la cinemática de los perfiles de líneas de emisión intensas utilizando la herramienta NGAUSS de IRAF, que realiza ajustes de “n” gaussianas a las líneas de emisión de interés. Como uno de nuestros objetivos principales es generar un código que sea más ágil y práctico que el uso de esta herramienta de IRAF, desarrollamos un código en Python usando la tarea LM-FIT**. Este código realiza un ajuste de gaussianas similar al NGAUSS, pero implementamos un modelo de ajuste lineal para el continuo y gaussianas para las líneas de emisión para todas las líneas de interés, simultáneamente. De esta manera, y según los parámetros estadísticos del Akaike, decidimos cuál es el mejor ajuste cinemático a nuestras líneas y cuáles son las mejores soluciones cinemáticas halladas para nuestras regiones.

3.2. Criterio de Akaike

El LM-FIT utiliza el criterio Bayesiano y el Criterio de Akaike para estimar la bondad estadística de los ajustes. Como criterio para estudiar por qué estadísticamente ajustamos o consideramos “n” gaussianas y no “n+1” usamos Akaike como indicador. Sabemos que χ^2 disminuye a medida que aumenta el número de parámetros posibles para ajustar, es decir con el número de gaussianas en este caso, pero tenemos que analizar estadísticamente la justificación de elegir “n” gaussianas para representar a la cinemática del gas. Entonces, siguiendo los resultados del trabajo de Jun-Jie et al. (2016), donde utilizan el Criterio de Akaike, consideramos que este criterio penaliza agregar más componentes cuando la diferencia entre el valor de Akaike con “n” gaussianas y con “n+1” es menor o igual a 10. De esta manera nos quedamos con el ajuste de “n”, ya que podemos considerar que estadísticamente no es necesario agregar

*<http://users.camk.edu.pl/pych/DCR/>

**<https://lmfit.github.io/lmfit-py/>

más gaussianas para describir el perfil de nuestra línea, y así la cinemática de la región de gas ionizado observada.

3.3. Ajustes

En el panel superior de la Fig. 2 se muestra uno de los ajustes en la línea de emisión $H\alpha$ (una de las líneas más intensas e importantes de nuestro espectro). El análisis de las líneas de emisión de nuestros espectros lo vamos a realizar siguiendo el análisis y la metodología de trabajo publicada en Hägele et al. (2012), en la que consideraremos que las líneas nebulares observadas con grados de ionización similares se forman aproximadamente en la misma región del espacio, por lo cual su cinemática es la misma y podemos utilizar la solución cinemática encontrada para las líneas más intensas como aproximación inicial para las más débiles. En el caso de la línea auroral, como $[OIII] \lambda 4363$, solamente dejamos variar las amplitudes durante el ajuste, manteniendo la velocidad (posición) y la dispersión de velocidades (ancho) calculado para $[OIII] \lambda 5007$ y que se utiliza como aproximación inicial (ver panel medio e inferior de la Fig. 2). Entonces, como líneas más importantes y representativas de cada región, tomaremos al $O III$ en la zona de alta excitación y a $H\alpha$, en la zona de baja.

4. Conclusiones

Hemos podido ajustar las múltiples componentes cinemáticas encontradas en los perfiles de líneas de emisión del espectro óptico de cinco regiones de formación estelar pertenecientes a dos galaxias BCD. Hemos medido con buena precisión una gran cantidad de líneas de emisión. En todos los casos estudiados encontramos perfiles compuestos con al menos 2 componentes gaussianas distintas y anchas supersónicas en todos los casos. Utilizando estos resultados realizaremos un estudio quimodinámico detallado de estas regiones de formación estelar y seremos capaces de estimar a través del método directo las condiciones físicas del medio donde se forman las distintas componentes cinemáticas, sus abundancias químicas, iónicas y totales, su grado de ionización y su estado evolutivo, así como también vamos a derivar las relaciones empíricas para determinar las temperaturas electrónicas y abundancias químicas para las diferentes componentes del gas. Esto nos permitirá, además, hacer un estudio comparativo del estado evolutivo entre las distintas regiones de formación estelar de cada galaxia, realizar un análisis detallado de las propiedades derivadas para las distintas componentes cinemáticas y estudiar las características físicas principales de estas galaxias con formación estelar activa.

Referencias

- Firpo V., et al., 2010, MNRAS, 406, 1094
 Firpo V., et al., 2011, MNRAS, 414, 3288
 Firpo V., 2011, PhD thesis, UNLP
 Hägele G. F., et al., 2006, MNRAS, 372, 293
 Hägele G. F., et al., 2007, MNRAS, 378, 163
 Hägele G. F., et al., 2008, MNRAS, 383, 209
 Hägele G. F., et al., 2009, MNRAS, 396, 2295

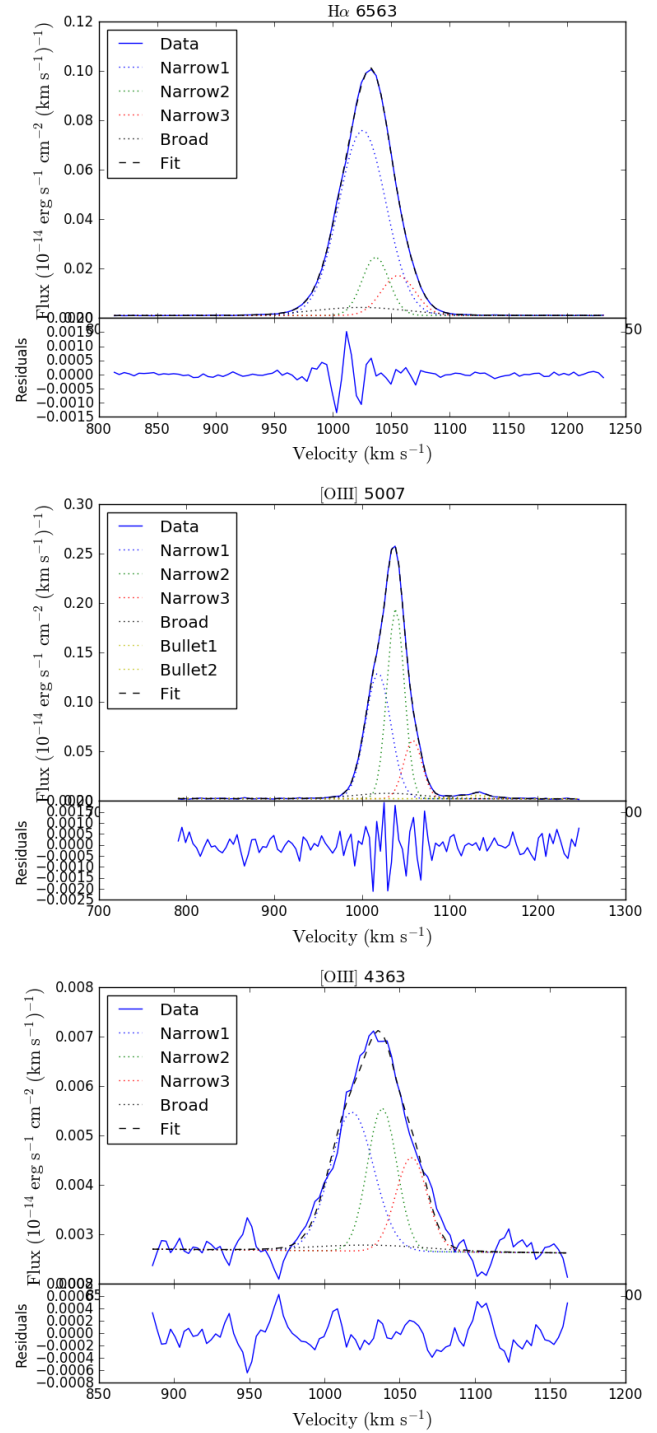


Figura 2: Perfiles de las líneas de emisión de $H\alpha$ (panel superior), $[O III] \lambda 5007$ (medio) y $[O III] \lambda 4363$ (inferior), con sus respectivas descomposiciones cinemáticas superpuestas.

- Hägele G. F., et al., 2010, MNRAS, 402, 1005
 Hägele G. F., et al., 2011, MNRAS, 414, 272
 Hägele G. F., et al., 2012, MNRAS, 422, 3475
 Hägele G. F., et al., 2013, MNRAS, 432, 810
 Hägele G. F., 2008, PhD thesis, Universidad Autónoma de Madrid
 Jun-Jie W., Xue-Feng W., Fulvio M., 2016, A&AS, 90, 285
 Terlevich R., et al., 1991, A&AS, 91, 285

Impacto de la retroalimentación de supernovas en la evolución de la relación masa–metalicidad

F. Collacchioni^{1,2}, S.A. Cora^{1,2}, C. Lagos^{3,4}, C. Vega-Martnez¹

¹ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET–UNLP, Argentina

² Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

³ International Centre for Radio Astronomy Research, UWA, Australia

⁴ ARC Centre of Excellence for All-sky Astrophysics, NSW, Australia

Contacto / Flor.Collacc@gmail.com

Resumen / Usamos el modelo semianalítico de formación y evolución de galaxias *SAG* sobre una de las simulaciones *MultiDark* para estudiar la evolución de la relación masa–metalicidad en galaxias (MZR, por sus siglas en inglés). Evaluamos el impacto de diferentes implementaciones de la retroalimentación energética por explosiones de supernovas (SN, por sus siglas en inglés). Encontramos evolución en la MZR sólo cuando se introduce una dependencia explícita de la masa recalentada con el redshift como $(1+z)^\beta$. La misma fue sugerida por las simulaciones hidrodinámicas FIRE, diseñadas para modelar la retroalimentación de SN en pequeñas escalas. Un valor creciente del exponente β tiene el efecto de producir una evolución más pronunciada en la MZR. Encontramos que el valor $\beta = 2$ permite que nuestro modelo reproduzca la evolución observada de la MZR entre $0 < z < 3.5$.

Abstract / We use the semi-analytic model of galaxy formation and evolution *SAG* with one of the *MultiDark* simulations to study the evolution of the mass-metallicity relation (MZR). We analyse the impact of different implementations of the supernova (SN) feedback. We find an evolution of the MZR only when an explicit dependence on redshift is introduced as $(1+z)^\beta$. This dependence was first suggested by the hydrodynamic simulations FIRE, designed to model SN feedback in small scales. An increasing value of the index β has the effect of producing a more pronounced MZR evolution. We find that the value $\beta = 2$ allows our model to reproduce the MZR evolution observed at $0 < z < 3.5$.

Keywords / galaxies: formation — galaxies: evolution — methods: numerical

1. Introducción

Este es un trabajo preliminar, cuya motivación se centra en el estudio de la relación masa–metalicidad en galaxias (MZR, por sus siglas en inglés). En él buscamos entender por qué evoluciona la MZR con el redshift (z) y qué procesos físicos están involucrados, en particular cómo cambia la relación al cambiar la receta de retroalimentación de SN.

La MZR relaciona la abundancia de oxígeno en su fase gaseosa (metalicidad) y la masa estelar, en donde galaxias más masivas tienen mayor metalicidad. Esta relación es crucial para entender los procesos que involucran la evolución y formación de las galaxias. Observacionalmente, hay fuertes discrepancias en cuanto a la estimación de la metalicidad por diferentes métodos (Kewley & Ellison, 2008), aunque muchos autores están de acuerdo en que la MZR existe y sufre evolución con z (Tremonti et al., 2004; Mannucci et al., 2010; Bothwell et al., 2013; Troncoso et al., 2014; Zahid et al., 2014).

Por su parte, los modelos semianalíticos tienden a generar una MZR a $z = 0$ en buen acuerdo con las observaciones pero fallan en reproducir su evolución. En cambio, las simulaciones hidrodinámicas suelen tener mayor éxito en mostrar la evolución de la relación, aunque pocas han podido reproducir el cambio en su pendiente (De

Rossi et al., 2015; Guo et al., 2016; Ma et al., 2016).

2. Metodología

Para el desarrollo de este estudio y la generación de galaxias modeladas usamos un modelo híbrido. Los árboles de fusión de halos y subestructuras de materia oscura son provistas por la simulación cosmológica *MultiDark MDPL2* de $1 h^{-1}$ Gpc de lado, que forma parte de la base de datos *CosmoSim*^{*}. A esto, se le suma el modelo semi-analítico *SAG*, el cual es el encargado de modelar los procesos físicos que afectan a las componentes bariónicas (Cora, 2006; Lagos et al., 2008; Orsi et al., 2014; Gargiulo et al., 2015). A su vez, los parámetros libres que regulan sus eficiencias se calibran con la técnica PSO (Ruiz et al., 2015).

Guiados por los resultados de las simulaciones FIRE (por *Feedback in Realistic Environments*) obtenidos por Muratov et al. (2015) al realizar un ajuste de la masa recalentada (“mass loading”), y con el fin de lograr que la retroalimentación de SN satisfaga restricciones observacionales a alto z , modificamos la receta original de la masa recalentada del gas, dada por la expresión

^{*}<https://www.cosmosim.org/>

$$\Delta M_{\text{reheated}} = \frac{4}{3} \epsilon \frac{\eta E_{\text{SN}}}{V_{\text{vir}}^2} \Delta M_{\star}, \quad (1)$$

donde ϵ es la eficiencia de la retroalimentación de SN, E_{SN} es la energía liberada por SN, η es el número de SNs generadas de una determinada población estelar de masa estelar formada ΔM_{\star} , y V_{vir} es la velocidad virial del halo anfitrión. La nueva receta incluye una dependencia explícita con z y con la velocidad virial y puede expresarse de la forma

$$\Delta M_{\text{reheated}} = \frac{4}{3} \epsilon \frac{\eta E_{\text{SN}}}{V_{\text{vir}}^2} (1+z)^2 \left(\frac{V_{\text{vir}}}{60 \text{ km s}^{-1}} \right)^{\alpha} \Delta M_{\star}, \quad (2)$$

donde $\alpha = -3.2$ si $V_{\text{vir}} < 60 \text{ km s}^{-1}$ y $\alpha = -1.0$ si $V_{\text{vir}} > 60 \text{ km s}^{-1}$ (para más detalle, referirse a Cora et al. 2018.) De esta forma, comparamos dos versiones del modelo semianalítico para evaluar el efecto que produce la consideración de distintos modelados de retroalimentación de SN. Llamamos *SAG* al que usa esta nueva receta modificada, y *SAG-0* al que usa la receta original.

3. Resultados

La Fig. 1 muestra la MZR generada por el modelo *SAG* a $z = 0$, $z = 0.7$ y $z = 3.5$. Puede observarse que el modelo está en acuerdo con las observaciones para todos los valores de redshifts. Sin embargo, no se recupera el aplanamiento de la metalicidad para galaxias masivas. Claramente, el modelo predice una evolución de la MZR dado que, a una dada masa estelar, la metalicidad disminuye al aumentar el redshift.

La Fig. 2 muestra la evolución de la MZR para los modelos *SAG* (panel izquierdo) y *SAG-0* (panel derecho). Podemos ver que el modelo *SAG* es el único en mostrar evolución de la MZR. Esto implica que la dependencia explícita con el redshift introducida en la estimación de la masa recalentada por la retroalimentación de SN resulta adecuada y aporta indicios que ayudan a comprender el origen de la relación y determinar las propiedades que intervienen en su desarrollo. Sin embargo, esta modificación sólo afecta el punto cero de la relación, manteniéndose constantes las pendientes con el paso del tiempo.

En la Fig. 3 analizamos la masa recalentada generada por las dos versiones del modelo a distintos redshifts, con el fin de comprender cómo la misma afecta el desarrollo de la MZR. Vemos que la masa recalentada del modelo *SAG-0* no varía significativamente con z . En cambio, el modelo *SAG* muestra que la masa recalentada crece con z a masa estelar fija. Esto produce que a alto z se genere más masa de gas caliente y, por lo tanto, su metalicidad se encuentre más diluida que en el caso de bajo z , contribuyendo a un enriquecimiento químico más gradual del gas frío a través de procesos de enfriamiento del gas caliente.

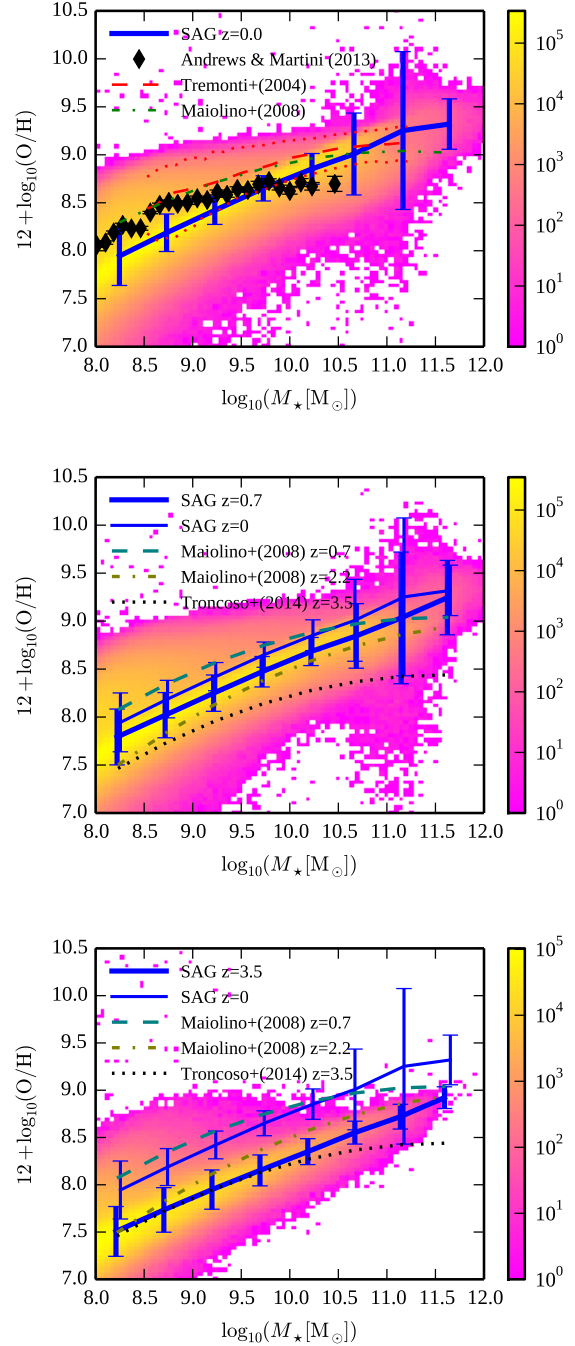


Figura 1: MZR obtenida con el modelo *SAG* a distintos redshifts ($z = 0$ a 3.5) comparada con resultados observacionales según se indica en la leyenda. Los contornos representan la distribución de galaxias del modelo, y las líneas sólidas con barras de error indican los correspondientes valores medios y dispersión. Las líneas gruesas identifican la MZR en el redshift considerado y la línea fina corresponde a la MZR a $z = 0$ para comparación. La MZR modelada tiene buen acuerdo con las observaciones hasta $z \leq 3.5$, aunque para galaxias masivas no se obtiene el aplanamiento encontrado observacionalmente. Puede notarse que el punto cero de la relación cambia con z .

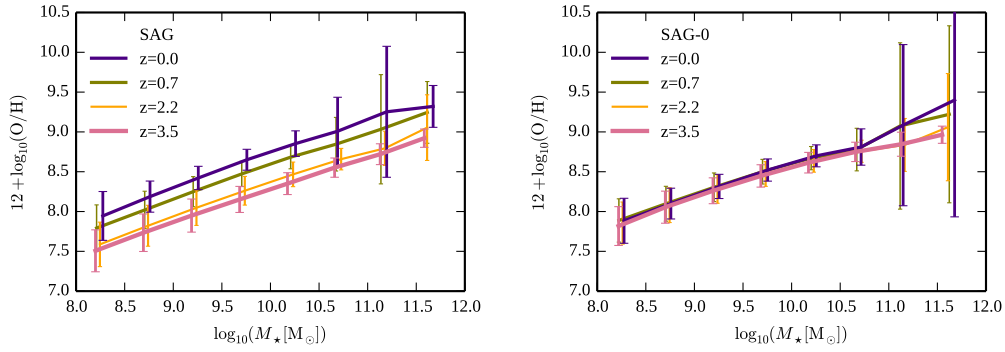


Figura 2: MZR a distintos redshifts para el modelo *SAG* (izquierda) y *SAG-0* (derecha). El modelo *SAG* que incluye la nueva receta de feedback de SN da lugar a evolución de la relación.

4. Conclusiones

A continuación, mencionamos algunas de las conclusiones más relevantes de este trabajo. Por un lado, la MZR del modelo *SAG* está en buen acuerdo con las observaciones hasta $z = 3.5$. Además, encontramos que una dependencia explícita con z de la masa recalentada del gas de la forma $(1+z)^\beta$ podría explicar la evolución observada de la MZR.

Por otro lado, mediante calibración del modelo obtuvimos el valor $\beta = 2$, el cual produce una evolución de la MZR del orden de ~ 0.5 dex que es del orden al hallado observacionalmente. Sin embargo, cuando se fija $\beta = 1.3$, hallado por Muratov et al. (2015), su evolución es del orden de ~ 0.35 dex. Por lo tanto un efecto de retroalimentación de SN más violento a alto redshift puede reproducir mejor la evolución de la MZR.

Agradecimientos: Agradecemos a todos los miembros de los Comités Organizadores Local y Científico de la última Reunión de la A.A.A. por haber dado el espacio para presentar este trabajo. El mismo fue realizado en el marco de subsidios otorgados por el CONICET (PIP-112-201301-00397), Agencia Nacional de Promoción Científica y Tecnológica (PICT-2013-0317), y Universidad Nacional de La Plata (UNLP 11-G124), Argentina.

Referencias

- Bothwell M. S., et al., 2013, MNRAS, 433, 1425
 Cora S. A., et al., 2018, ArXiv e-prints
 Cora S. A., 2006, MNRAS, 368, 1540
 De Rossi M. E., et al., 2015, MNRAS, 452, 486
 Gargiulo I. D., et al., 2015, MNRAS, 446, 3820
 Guo Q., et al., 2016, MNRAS, 461, 3457
 Kewley L. J., Ellison S. L., 2008, ApJ, 681, 1183
 Lagos C. D. P., Cora S. A., Padilla N. D., 2008, MNRAS, 388, 587
 Ma X., et al., 2016, MNRAS, 456, 2140
 Mannucci F., et al., 2010, MNRAS, 408, 2115
 Muratov A. L., et al., 2015, MNRAS, 454, 2691
 Orsi Á., et al., 2014, MNRAS, 443, 799
 Ruiz A. N., et al., 2015, ApJ, 801, 139
 Tremonti C. A., et al., 2004, ApJ, 613, 898
 Troncoso P., et al., 2014, A&A, 563, A58
 Zahid H. J., et al., 2014, ApJ, 791, 130

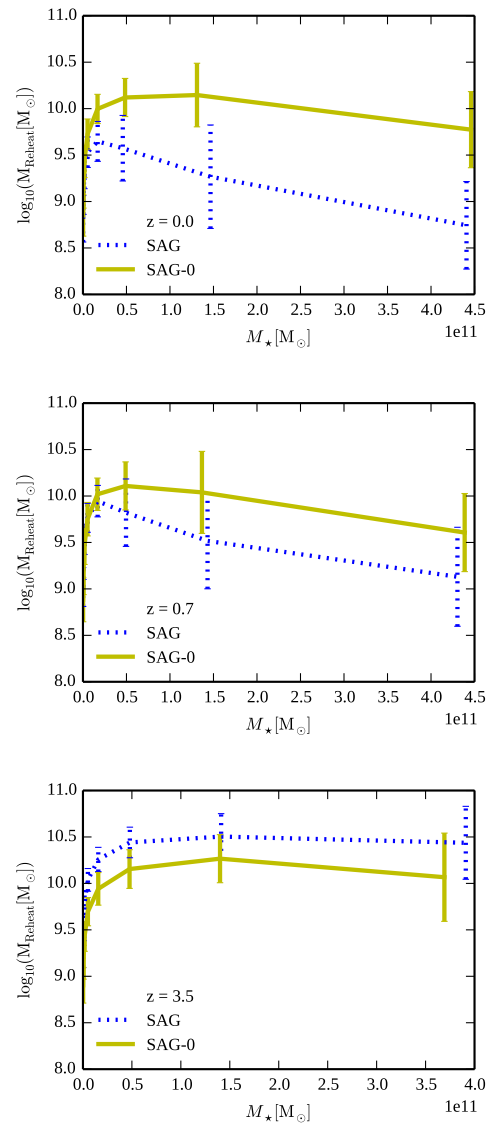


Figura 3: Comparación de la masa recalentada entre los modelos *SAG* (líneas punteadas) y *SAG-0* (líneas sólidas). Los paneles superior, medio e inferior muestran esta comparación a $z = 0$, $z = 0.7$ y $z = 3.5$, respectivamente.



Análisis cinemático con GMOS IFU en galaxias de formación estelar violenta: SDSSJ0839

G. Bosch¹, G. Hägele¹, R. Amorín², V. Firpo³, M. Cardaci¹

¹ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

² *Institute of Astronomy, Reino Unido*

³ *Universidad de La Serena, Chile*

Contacto / guille@observatorio.unlp.edu.ar

Resumen / Este trabajo describe un nuevo método para analizar observaciones con espectrógrafo de campo integrado (IFU) de espectros con líneas de emisión originadas en regiones de formación estelar, considerando la presencia de componentes múltiples en los perfiles de líneas de diferentes iones. Las observaciones del objeto en cuestión fueron realizadas con GMOS en el telescopio Gemini Norte. A este fin desarrollamos un código Python que analiza cada espectro del cubo de datos final. Nuestro código utiliza un proceso iterativo que comienza con el ajuste de un perfil gaussiano simple a cada perfil de emisión a partir de una estimación de la velocidad sistémica de la galaxia. Esta primer solución fue utilizada como aproximación inicial para la segunda etapa, en la cual se agrega una segunda componente y el proceso de ajuste se repite. La nueva salida es analizada para verificar que haya una verdadera mejora sobre el modelo anterior, usando el criterio de información de Akaike (AIC). El proceso se repite hasta que no haya mejora estadística al agregar una componente adicional. Para nuestros datos de SDSSJ0839 el mayor número de componentes estadísticamente significativas resultó ser igual a tres para la mayor parte de los spáxeles sobre los perfiles de la línea de H α . La posibilidad de realizar ajustes de múltiples componentes sobre los perfiles de las líneas de emisión en todo el cubo de datos permite realizar un análisis detallado de la cinemática del gas ionizado, ya que su comportamiento difiere notoriamente del que puede inferirse del ajuste de gaussianas simples. Hemos podido medir también flujos para las líneas de [N II] y [S II] entre otras líneas prohibidas. Con ellas derivamos cocientes de líneas relacionados con densidades y temperaturas, si bien la restricción en cobertura espectral no nos permitió obtener mediciones directas de los parámetros físicos. En esta contribución presentamos la información que este tipo de análisis puede proveer sobre la cinemática compleja del gas ionizado en una galaxia de formación estelar violenta.

Abstract / This work describes a new method for analysing Integral Field Spectroscopic observations of emission line spectra originated in star forming regions, considering the presence of multiple components in the line profile of different ions. Observations were carried out in queue mode using the GMOS attached to the Gemini North Telescope. To achieve this we built a Python code that analyses every individual spectrum of the data cube. Our code applies an iterative process that starts with a single Gaussian fit to each emission line profile starting from a single estimated average velocity of the galaxy. The output of this first approximation is used as the source for the second stage, where a second component is cloned from the first one and the fitting procedure is repeated with this new set of initial guesses. The new output is analysed to check whether there is an actual improvement in the fit from the previous model, using the Akaike Information Criterion indicator. For our GMOS spectra on SDSSJ0839, the largest meaningful number of components was found to be three for the brightest spaxels on the H α line profile. The possibility of fitting multiple components to the H α line profiles of the data cube allows to perform a much more detailed analysis of the gas kinematics, as the behaviour differs dramatically from what can be inferred from fitting a single Gaussian profile. We were also able to measure fluxes for [N II], [S II] among other forbidden lines. With these, we could estimate line ratios linked to temperature and density, even though the wavelength coverage does not allow to obtain values for these physical parameters directly. In this contribution we present the information that this kind of analysis provides on the ionised gas complex kinematics within a starburst galaxy.

Keywords / galaxies: starburst — galaxies: kinematics and dynamics — techniques: imaging spectroscopy

1. Introducción

Las galaxias de baja masa de formación estelar violenta en el universo local resultan ser laboratorios ideales para estudiar en detalle la formación estelar junto con los procesos de realimentación y enriquecimiento químico en condiciones físicas similares a galaxias masivas detectadas a redshifts mayores. Entre dichas regiones, resultan de particular interés el subconjunto

de galaxias enanas compactas con formación estelar, ubicadas a $z \approx 0.1 - 0.3$ conocidas como *Green Peas* (GPs). Estas galaxias presentan líneas de emisión extremadamente intensas y son sistemas caracterizados por una tasa de formación estelar inusualmente alta ($SFR/M_* \approx 10^7 - 10^9 yr^{-1}$), en el rango de galaxias de brotes de formación estelar a redshifts mayores. Utilizando espectroscopía profunda de ranura simple con el telescopio William Herschel pudimos estudiar la ci-

cinemática del gas ionizado en forma global de una muestra representativa de GPs. Notoriamente, todas las galaxias de la muestra presentan perfiles complejos en sus líneas de emisión que consisten en la superposición, dentro de una extensión de pocos kiloparsecs, de diferentes componentes cinemáticas incluyendo al menos una componente ancha superpuesta sobre más de una componente relativamente más angosta (ver e.g. Amorín et al., 2012). Green et al. (2010) realizaron un estudio cinemático con espectroscopía de campo integrado de una muestra que contenía una decena de galaxias con formación estelar intensa, encontrando que la mayoría de ellas evidenciaban la presencia de un disco rotante. Con el objetivo de obtener información detallada espacialmente se eligió a SDSSJ083843.63+385350.5 (SDSSJ0839 de aquí en más) como prototipo para ser observada con espectroscopía de campo integrado con la mayor resolución disponible de manera de confirmar y estudiar el origen de dichas componentes múltiples.

2. Observaciones y análisis

Las observaciones del objeto en cuestión fueron realizadas con el *Gemini Multi-Object Spectrograph* (GMOS) en el telescopio Gemini Norte. SDSSJ0839 fue observada en el modo IFU con la red R831 en el modo de ranura simple, obteniendo una resolución R alrededor de 3800 para la línea $H\alpha$ detectada en 7500 Å. El perfil instrumental fue medido a partir de las líneas de emisión de la lámpara de comparación obteniendo un ancho instrumental de $\sigma_{inst} \sim 25 \text{ km s}^{-1}$.

El ajuste de perfiles gaussianos a más de 400 espectros es un desafío interesante. La mayoría de los paquetes de análisis disponibles, como NGAUSS en IRAF dependen de la provisión de valores iniciales que requiere intensa interacción con el usuario. Esto resulta crucial puesto que el ajuste de mínimos cuadrados detecta mínimos locales, cuyo número crece junto con el número de parámetros libres de la función a ajustar. En nuestro caso, disponemos de datos de toda una galaxia, donde se esperan perfiles complejos (ver e.g. Amorín et al., 2012). La velocidad central y el flujo total de cada perfil varía a lo largo del campo observado. Nuestra estrategia se basa en una aproximación gradual e iterativa. Comenzamos con un ajuste global con una sola gaussiana a partir de un valor medio de velocidad y flujo, de manera de obtener una estimación del campo de velocidades medio y la variación del flujo a lo largo de la zona observada. Sobre esta aproximación inicial comenzaremos la búsqueda de múltiples componentes en forma iterativa.

Para realizar dichos ajustes estamos desarrollando un código Python que analiza cada espectro del cubo de datos provisto por las tareas de reducción de Gemini/IRAF. Dentro del mismo, el ajuste se basa en las rutinas de *Non-linear Least-Square Minimization and Curve-Fitting* (LMFIT) (Newville et al., 2014). Nuestro código realiza entonces ajustes iterativos comenzando con una curva gaussiana simple y agrega componentes sucesivamente de manera de poder estudiar la presencia perfiles complejos en el spaxel en cuestión. El método para agregar una nueva componente de manera de lograr una mejor convergencia fue derivado empíricamente y con-

siste en distribuir el flujo de la enésima componente en dos nuevas componentes con idénticas propiedades cinemáticas, pero cuyos flujos individuales distribuyen el anterior en un factor 2/3 y 1/3. Luego de hacer el ajuste respectivo, la comprobación de que la introducción de una nueva componente tenga sentido estadístico se realiza mediante el uso del Criterio de Información de Akaike (AIC, de su nombre en inglés) (Akaike, 1974) el cual permite, entre otras cosas, comparar el ajuste de distintos modelos a un mismo conjunto de datos. Si bien merece recordarse que el valor absoluto del AIC no tiene sentido estadístico el valor a considerar es la diferencia del AIC entre modelos a comparar. De acuerdo a lo mencionado en, por ejemplo, Wei et al. (2016) consideramos un $\Delta AIC > 10$ como una evidencia "muy fuerte" a favor de incrementar el número de componentes gaussianas en un perfil compuesto. Para nuestros datos GMOS en SDSSJ0838, el mayor número de componentes para la gran mayoría de spaxels con señal suficiente para tal análisis es de tres.

La línea de recombinación $H\alpha$ es la línea más intensa presente en nuestros espectros y fue, por lo tanto, la utilizada para derivar el mapa detallado de la cinemática del gas ionizado. Como las líneas de emisión del [N II], presentes en 6548 y 6583 Å se encuentran en las alas de los perfiles de las componentes anchas de $H\alpha$ debieron ser incluidas en forma simultánea con el ajuste de la misma de manera de mejorar la determinación del valor del continuo adyacente. Como estas líneas son intrínsecamente más débiles es preferible reducir el número de parámetros libres involucrados en su ajuste. Considerando que $H\alpha$ y [N II] tienen grado de ionización similar es de esperar que su cinemática sea similar, por lo que los parámetros de velocidad y de dispersión de las líneas de [N II] fueron fijados iguales a los de $H\alpha$ y solo se permitió al ajuste variar los valores de los flujos. En este caso se consideró adicionalmente el cociente conocido entre las intensidades de las líneas del [N II] ($I(6584) \approx 2.9 \cdot I(6548)$, Osterbrock, 1989)). El número total de parámetros ajustados a este conjunto de líneas varió desde seis (3 parámetros de la gaussiana de $H\alpha$, dos parámetros para el continuo y uno para el flujo de las líneas de [N II]) al ajustar una gaussiana simple hasta dieciocho (12 para $H\alpha$, 2 para el continuo y 4 para [N II]) cuando se ajustaron cuatro componentes gaussianas por línea.

Las rutinas de LMFIT permiten asignar límites superiores para los parámetros a ser ajustados, los que utilizamos para poner un límite inferior a la dispersión medida en los perfiles, relacionado con el ancho mínimo instrumental de los perfiles de líneas en nuestro espectro. Esto permite evitar combinaciones de parámetros que si bien mejoran la solución numérica, no se corresponden con lo esperado. El inconveniente asociado se presenta porque cada ajuste en el cual uno de sus parámetros alcanza el límite impuesto carece de una determinación fehaciente de los errores asociados al mismo. En este reducido número de casos, los spaxels son identificados en una máscara para ser considerados como tales durante el análisis posterior. Una vez que la solución cinemática del gas ionizado fue encontrada, se utilizó como solución inicial para el ajuste de otras líneas más débiles presentes en el espectro. Como en el caso de las líneas de [NII],

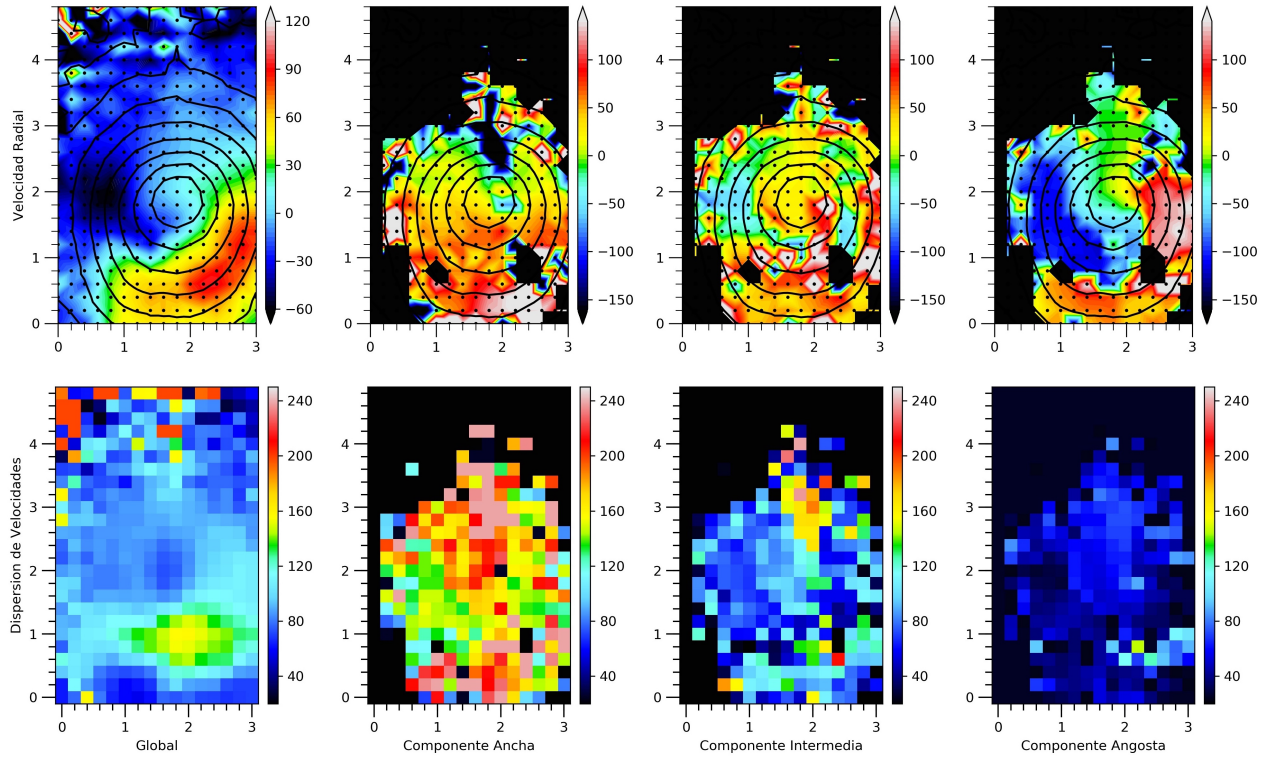


Figura 1: Cinemática del gas ionizado a partir de $H\alpha$. De izquierda a derecha, la figura incluye resultados para una gaussiana simple y para las tres componentes de un ajuste de gaussianas múltiples, en orden decreciente de dispersión. La fila superior muestra la velocidad radial, relativa al promedio de la galaxia. La fila inferior muestra los valores correspondientes a la dispersión de velocidades derivada del ancho de la gaussiana respectiva.

solo fueron ajustadas las amplitudes, permaneciendo el centro y ancho de los perfiles fijos durante el ajuste por mínimos cuadrados.

3. Resultados: Cinemática

La posibilidad de realizar un ajuste de componentes múltiples en la línea de emisión de $H\alpha$ permite realizar un análisis mucho más detallado de la cinemática del gas, puesto que el comportamiento difiere dramáticamente de lo que podría inferirse del ajuste de una componente gaussiana simple.

Esto puede verse directamente en la Fig. 1, donde la fila superior incluye los distintos mapas de velocidad derivados a partir de una componente gaussiana simple (panel izquierdo) y lo que puede descubrirse de un análisis más comprensivo y detallado combinando tres componentes gaussianas distintas (segundo a cuarto panel). La segunda fila muestra la dispersión de velocidades para cada panel de la fila superior, dejando en evidencia que los paneles del ajuste de tres componentes están en orden decreciente de dispersión. La inspección del panel izquierdo superior (ajuste de gaussiana simple) sugiere una evidencia a favor de rotación en la galaxia, que sería difícil de reconciliar con el hecho de que la dispersión de velocidades no tenga su valor máximo en el centro (panel inferior izquierdo). Luego de descomponer los perfiles en componentes múltiples es posible visualizar un escenario alternativo completamente distinto.

La componente ancha tiene un comportamiento complejo: sobre una distribución de velocidades aparentemente uniforme, los spaxels que muestran la mayor dispersión de velocidad también exhiben los mayores apartamientos (tanto hacia el azul como el rojo) en velocidad radial. Estos apartamientos extremos, en lados opuestos al centro de la galaxia sugieren la presencia de un *outflow* con alta dispersión de velocidades aproximadamente en la dirección del eje y . Por el otro lado, el gas con baja dispersión de velocidades muestra también un comportamiento extremo en apartamiento de velocidades radiales, pero con mayores amplitudes y a lo largo del eje x . Extender el análisis de una cinemática compleja, pasando del ajuste de una gaussiana simple a varias componentes superpuestas puede, como se muestra en este caso, mejorar sensiblemente la caracterización y comprensión de las distintas fases del gas responsables del perfil observado.

Referencias

- Akaike H., 1974, IEEE Transactions on Automatic Control, 19, 716
- Amorín R., et al., 2012, ApJL, 754, L22
- Green A. W., et al., 2010, Nature, 467, 684
- Newville M., et al., 2014, LMFIT: Non-Linear Least-Square Minimization and Curve-Fitting for Python
- Osterbrock D. E., 1989, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei
- Wei J.-J., Wu X.-F., Melia F., 2016, MNRAS, 463, 1144

Formación de estructura a gran escala: Alineamiento de galaxias pares con filamentos cósmicos

V. Mesa¹, F. Duplancic², S. Alonso², M.R. Muñoz Jofré³, D. García Lambas^{3,4}

¹ Instituto Argentino de Nivología, Glaciología y Ciencias Ambientales, CONICET-UN de Cuyo, Argentina

² Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina

³ Instituto de Astronomía Teórica y Experimental, CONICET-UNC, Argentina

⁴ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

Contacto / vmesa@mendoza-conicet.gob.ar

Resumen / En este trabajo se presenta una muestra de pares de galaxias, obtenida del *Sloan Digital Sky Survey*, con separación proyectada $r_p < 100 h^{-1}$ kpc y velocidad radial relativa $\Delta V < 500 \text{ km s}^{-1}$, dentro de $z < 0.1$. La muestra se divide teniendo en cuenta las morfologías de las galaxias miembro de los sistemas pares, extraídas a partir de la clasificación del proyecto Galaxy Zoo. Se obtienen tres submuestras compuestas por pares de galaxias elípticas, pares elíptica-espiral y pares espiral-espiral. Usando un catálogo de filamentos, este trabajo provee un estudio de la orientación relativa del eje de unión entre las galaxias que componen los sistemas pares con respecto al filamento al que pertenecen. Además, se analizan las propiedades generales de los filamentos en los que habitan nuestras galaxias en estudio.

Abstract / This paper presents a sample of galaxy pairs, obtained from the Sloan Digital Sky Survey, with projected separation $r_p < 100 h^{-1}$ kpc and relative radial velocity $\Delta V < 500 \text{ km s}^{-1}$, within $z < 0.1$. The sample were divided taking into account the morphologies of the galaxy members of the pair systems, using the classification of the Galaxy Zoo project. Three types of galaxy pairs were obtained: pairs elliptical-elliptical (E-E), elliptical-spiral (E-S) and spiral-spiral (S-S). Using a catalogue of filaments, this paper provides a study of the relative orientation of the axis of union between the galaxies in pair systems with respect to the filament to which they belong. In addition, we analysed the general properties of the filaments inhabited by our galaxies.

Keywords / galaxies: interactions — galaxies: statistics — cosmology: large-scale structure of universe

1. Introducción

Los cúmulos, filamentos y *voids* son los ladrillos de la red cósmica. La formación de halos de materia oscura responde a estos diferentes ambientes a gran escala, y esto a su vez afecta las propiedades de las galaxias alojadas por estos halos. Zhang et al. (2009) investigaron las propiedades de los halos de materia oscura dentro de estas estructuras, y en particular las direcciones de sus espines y la orientación de sus formas con respecto a las direcciones de los filamentos. Encuentran que tanto el espín y los ejes principales de halos en filamentos con masas $M \leq 10^{13} M_\odot$ están preferentemente alineados con la dirección de los filamentos.

Uno de los primeros trabajos observacionales que da cuenta de una dirección preferente de las galaxias brillantes según su entorno es el de Lambas et al. (1988). Estos autores estudian una muestra independiente de galaxias brillantes en cúmulos ricos del hemisferio sur, encontrando que en escalas de hasta $15 h^{-1}$ Mpc los conteos de galaxias son sistemáticamente mayores en la dirección de los ejes mayores de cúmulos brillantes. Donoso et al. (2006) hallaron una clara señal de la alineación entre las orientaciones de las galaxias LRG (*luminous red galaxies*) y la distribución de las galaxias dentro de $1.5 h^{-1}$ Mpc. Zhang et al. (2013) demuestran que los

ejes principales de las galaxias en filamentos tienden a estar preferentemente alineados con las direcciones de los filamentos. La fuerza de esta señal de alineación es más fuerte para galaxias centrales rojas, y esto concuerda con resultados de las simulaciones de N-cuerpos de halos de materia oscura. Esto sugiere que, las galaxias centrales rojas están bien alineadas con sus halos, de acuerdo con estudios previos cuantitativos basados en la distribución espacial de las galaxias satélite.

Sin embargo, poco se sabe sobre la alineación de pares de galaxias con su entorno. Un estudio reciente de Tempel & Tamm (2015) analiza galaxias con separaciones de hasta $1 h^{-1}$ Mpc entre sí, y encuentran que los pares más lejanos tienen una clara señal de alineación, con al menos 25 % de exceso de pares alineados en comparación con una distribución aleatoria. Pero como se ha demostrado en distintos trabajos (e.g. Lambas et al., 2003; Ellison et al., 2010; Scudder et al., 2012), es muy poco probable encontrar pares reales ligados físicamente (en donde se vean afectadas las propiedades de las galaxias miembro por la interacción), más allá de $100 h^{-1}$ kpc. Por lo tanto, es importante estudiar el posible alineamiento de los pares en este trabajo, donde se tiene como límite máximo $r_p < 100 h^{-1}$ kpc.

Utilizando el catálogo de filamentos, obtenidos a partir del *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) y presentado por

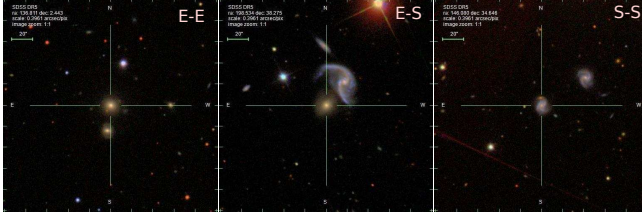


Figura 1: Ejemplos de cada tipo de interacción.

Tempel et al. (2014) en este trabajo se hará un estudio de la orientación relativa de una muestra de pares de galaxias con respecto al filamento al que pertenecen.

2. Datos

A partir del *Data Release 8* (DR8) del SDSS se obtuvieron galaxias con información espectroscópica. Se seleccionó una muestra de pares interactuantes aplicando un límite de separación proyectada $r_p < 100 h^{-1}$ kpc y velocidades relativas $\Delta V < 500 \text{ km s}^{-1}$ en el rango de redshift $0 < z < 0.1$.

Se realizó una correlación con el catálogo Galaxy Zoo (Lintott et al., 2011), seleccionando galaxias clasificadas como espirales o elípticas, considerando una fracción de votos > 0.6 . Se han definido tres categorías (ver Fig. 1):

- Interacciones elíptica-elíptica
- Interacciones elíptica-espiral
- Interacciones espiral-espiral

Finalmente se llevó a cabo la correlación con el catálogo de filamentos de Tempel et al. (2014). Luego de la correlación se observa que el 85 % de los pares pertenecen a filamentos.

3. Orientación relativa de pares de galaxias y filamentos

Utilizamos las coordenadas cartesianas (x,y,z) de las partículas que trazan la columna vertebral en los filamentos en la muestra de Tempel. Para evitar el efecto de las velocidades peculiares en los pares, se trabajó en un plano proyectado sin tener en cuenta la coordenada radial de las galaxias, y se evaluó cómo es la orientación relativa del eje que une al par de galaxias, con el eje de su filamento asociado.

Para hallar el ángulo entre el eje de cada par y su filamento se utilizó un programa en el cual se calcula la distancia entre el par y el filamento y se pide que dentro de un radio cercano al par (0.5 Mpc) se encuentren al menos dos partículas trazadoras del filamento, con las cuales se calculará el vector que le da la dirección al mismo. En el caso de encontrarse más de dos partículas el vector se calcula con las dos más lejanas. De esta manera, a partir de las coordenadas de cada miembro del par y de las dos partículas que trazan el filamento se obtienen los dos vectores.

El ángulo entre los dos vectores dados u y v se calcula con la ecuación:

$$\cos \alpha = \frac{u \cdot v}{|u||v|}. \quad (1)$$

Tabla 1: Clasificación, número de pares y porcentajes en las muestras de pares E-E, E-S y S-S.

Clasificación	Número de pares	Porcentajes
E-E	700	23.62 %
E-S	1466	49.63 %
S-S	788	26.68 %
Total	2954	100 %

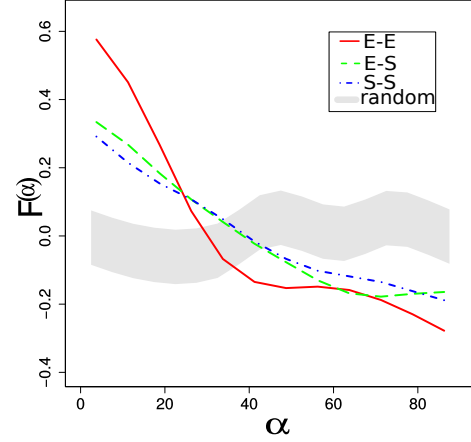


Figura 2: Fracción relativa de galaxias $F(\alpha)$. El área sombreada representa una muestra aleatoria.

Con la restricción en la distancia al eje del filamento, la muestra bajo estudio se reduce considerablemente. Sin embargo, estos sistemas son los que trazan el filamento, y aquellos que probablemente son los más afectados en sus propiedades por éste. La Tabla 1 proporciona la clasificación, el número de pares y porcentajes en estas muestras. Como podemos ver, el número de pares E-E y S-S es muy similar, y los pares E-S representan la mitad de la muestra total, lo que indica que son la combinación más frecuente de galaxias.

Para cuantificar el grado de alineamiento se utilizó la función $F(\alpha)$, definida como:

$$F(\alpha) = \frac{N(\alpha) - \langle N(\alpha) \rangle}{\langle N(\alpha) \rangle}, \quad (2)$$

donde $N(\alpha)$ es el número de galaxias en cada *bin* angular y $\langle N(\alpha) \rangle$ es su valor medio. Y esto nos permite ajustar la distribución con $F(\alpha) = b \cos(2\alpha)$, y obtener un coeficiente que caracteriza la fuerza de la alineación (para más detalles, ver Donoso et al., 2006; Lambas et al., 1988). En Fig. 2 mostramos la señal de alineación para las tres muestras de pares de galaxias, también graficamos $F(\alpha)$ para una muestra de ángulos aleatorizados con un número de puntos igual a la muestra de pares de galaxias. La Tabla 2 muestra el parámetro de alineamiento b para cada submuestra, junto con el error del ajuste lineal a los datos. A partir de este análisis, se puede apreciar una clara tendencia de los pares formados por las galaxias elípticas a alinearse con los filamentos.

Tabla 2: Clasificación y parámetro b en las muestras de pares E-E, E-S y S-S.

Clasificación	b
E-E	0.33 ± 0.07
E-S	0.29 ± 0.04
S-S	0.14 ± 0.06

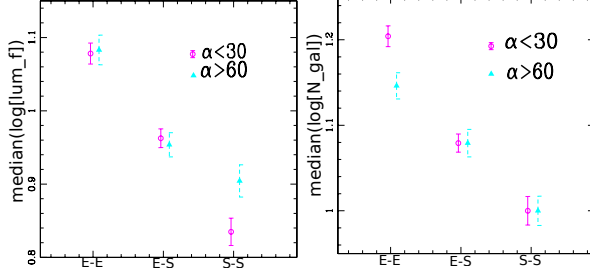


Figura 3: Izquierda: Mediana del $\log[\text{lum}]$ del filamento. Derecha: Mediana del $\log[N_{\text{gal}}]$ para pares E-E, E-S y S-S, alineados y anti-alineados con el eje del filamento.

3.1. Fuerza del alineamiento según las propiedades generales de los filamentos

El objetivo de esta sección es estudiar cómo influyen las propiedades generales del filamento que habitan los pares de galaxias, en su grado de alineación con éste. Para este fin, hemos utilizado los datos disponibles en el catálogo de Tempel, como el número de galaxias, la luminosidad del filamento, la longitud del filamento, etc. Se consideran pares alineados con su filamento aquéllos que poseen $\alpha < 30$, y antialineados los que presentan $\alpha > 60$ (ver Fig. 3).

Además hemos calculado la fracción de galaxias elípticas y espirales en cada filamento, y se encontró que en todas las muestras los filamentos están dominados por galaxias espirales. La Fig. 4 muestra los valores medios de las fracciones de galaxias elípticas y espirales por filamento.

4. Conclusiones

Hemos realizado un análisis estadístico de pares de galaxias seleccionados de SDSS-DR8. Obtuvimos una muestra espectroscópica considerando $r_p < 100 h^{-1} \text{ kpc}$ y $\Delta V < 500 \text{ km s}^{-1}$, dentro de $z < 0.1$. Con el objetivo de comprender las diferencias de comportamiento según la morfología, utilizamos el catálogo Galaxy Zoo para dividir las muestras en pares compuestos por dos galaxias elípticas (E-E), una elíptica y una espiral (E-S) y dos galaxias espirales (S-S). Las diferencias pueden resumirse en las siguientes conclusiones:

- Los pares compuestos por galaxias elípticas tienden a alinearse con su entorno, y la tendencia aumenta cerca del eje del filamento. Además, pertenecen a filamentos más luminosos y con una mayor población de galaxias.
- Los pares compuestos por galaxias espirales poseen alineamiento menor. Muestran una fuerte dependencia con la distancia al eje del filamento. Habitan fi-

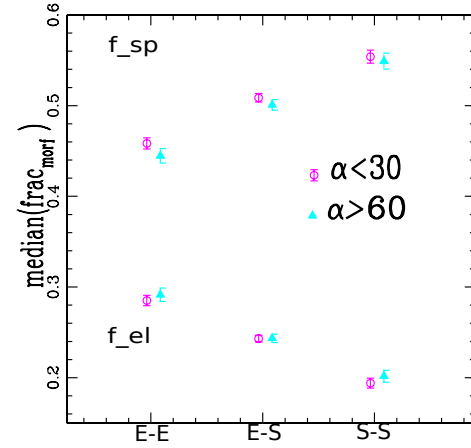


Figura 4: Valores medios de fracciones de galaxias elípticas y espirales por filamento, en las muestras de pares E-E, E-S y S-S, alineados y antialineados con filamentos.

lamentos menos poblados y menos luminosos.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas y la Secretaría de Ciencia y Técnica de la Universidad Nacional de San Juan. Los fondos para SDSS-III han sido proporcionados por la Fundación Alfred P. Sloan, las Instituciones Participantes, la Fundación Nacional de Ciencias y la Oficina de Ciencia del Departamento de Energía de EE. UU. El sitio web SDSS-III es <http://www.sdss3.org/>. SDSS-III es administrado por el Consorcio de Investigación Astrofísica para las Instituciones Participantes de la Colaboración SDSS-III, incluyendo la Universidad de Arizona, el Grupo de Participación Brasileño, el Laboratorio Nacional Brookhaven, la Universidad Carnegie Mellon, la Universidad de Florida, el Grupo de Participación Francés, el Grupo de Participación alemán, Harvard University, Instituto de Astrofísica de Canarias, Michigan State / Notre Dame / JINA Participation Group, Johns Hopkins University, Lawrence Berkeley National Laboratory, Max Planck Institute for Astrophysics, Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, New Mexico State University, Universidad de Nueva York, Universidad Estatal de Ohio, Universidad Estatal de Pensilvania, Universidad de Portsmouth, Universidad de Princeton, Grupo de Participación Española, Universidad de Tokio, Universidad de Utah, Universidad de Vanderbilt, Universidad de Virginia, Universidad de Washington y Universidad de Yale.

Referencias

- Donoso E., O'Mill A., Lambas D. G., 2006, MNRAS, 369, 479
 Ellison S. L., et al., 2010, MNRAS, 407, 1514
 Lambas D. G., Groth E. J., Peebles P. J. E., 1988, AJ, 95, 996
 Lambas D. G., et al., 2003, MNRAS, 346, 1189
 Lintott C., et al., 2011, MNRAS, 410, 166
 Scudder J. M., et al., 2012, MNRAS, 426, 549
 Tempel E., Tamm A., 2015, A&A, 576, L5
 Tempel E., et al., 2014, MNRAS, 438, 3465
 Zhang Y., et al., 2009, ApJ, 706, 747
 Zhang Y., et al., 2013, ApJ, 779, 160



A deeper look at the impact of minor mergers on the observable properties of the Milky Way

F. A. Gómez^{1,2,3}

¹ *Instituto de Investigación Multidisciplinario en Ciencias y Tecnología, Universidad de La Serena, Chile*

² *Departamento de Física y Astronomía, Universidad de La Serena, Chile*

³ *Max-Planck-Institut für Astrophysik, Garching, Germany*

Contact / fagomez@userena.cl

Resumen / Presentamos una visión general de nuestro reciente trabajo que tiene como objetivo caracterizar el impacto de las interacciones anfitrión-satélite en las propiedades observables de galaxias del tipo de la Vía Láctea y, en particular, de la nuestra. Nuestro objetivo es el de caracterizar la frecuencia con la que patrones de corrugación en discos estelares surgen en el Universo Local y determinar los mecanismos físicos principales que los generan. Utilizamos un conjunto de simulaciones cosmológicas de alta resolución, del Proyecto Auriga, para analizar la estructura vertical de modelos similares a la Vía Láctea. Alrededor del 70 % de nuestros discos muestran fuertes patrones verticales, con amplitudes que pueden superar los 2 kpc. La mitad son típicos pandeos del tipo S. El resto son patrones de corrugación, similares a los observados en la Vía Láctea. Los movimientos verticales medios asociados presentan velocidades de hasta 30 km/s. Estas perturbaciones tienen una variedad de causas tales como encuentros cercanos con satélites o acreción desalineada de gas frío. En particular, mostramos ejemplos de cómo el halo de materia oscura de una galaxia anfitrión puede reaccionar a interacciones lejanas a través del desarrollo de estelas de sobredensidad. Estas reacciones pueden inducir fuertes perturbaciones en un disco, tales como deformaciones y pandeos, las cuales pueden ser usadas para estudiar estructuras no observadas en las afueras de una galaxia. Finalmente, discutimos las perturbaciones verticales observadas en nuestro disco galáctico y presentamos modelos numéricos detallados de su formación, basados en la interacción con la galaxia esferoidal enana de Sagitario y con la Nube Mayor de Magallanes.

Abstract / We present an overview of our recent work which aims to characterize the impact of host-satellite interactions on the observable properties of Milky Way-like galaxies and, in particular, of our own. Our goals are to characterize how often disc corrugation patterns arise in the Local Universe and what are the main physical mechanisms driving them. We use a suite of fully cosmological high resolution simulations from the Auriga Project to analyze the present-day vertical structure of individual Milky Way-sized models. At redshift zero, about 70% of our galactic discs show strong vertical patterns, with amplitudes that can exceed 2 kpc. Half of these are typical “integral sign” warps. The rest are corrugation patterns, similar to those observed in the Milky Way. The associated mean vertical motions can be as large as 30 km/s. These perturbations have a variety of causes such as close encounters with satellites or accretion of misaligned cold gas from halo infall or from mergers. More interestingly, we show examples of how the halo dark matter component can react to distant fly-by interactions by developing overdensity wakes. These responses can induce strong perturbations on a galactic disc, such as warps and lopsidedness and ringing, that can be used to study unseen structure in the outskirts of galaxies. Finally, we discuss the observed vertical perturbations of our Galactic disc and present detailed numerical models for its formation, based on the interaction with the Sagittarius dwarf spheroidal galaxy the Large Magellanic Cloud.

Keywords / methods: numerical — Galaxy: structure — Galaxy: kinematics and dynamics — galaxies: interactions

1. Introduction

It is now widely accepted that our own Galactic disc presents a significantly perturbed and complex vertical structure. Rather than the typical S- or U-shaped warps observed in several external disc galaxies, its structure can be described as a corrugation pattern coupled to a more generic S-shaped warp. Evidences for this complex structure have been obtained not only locally, within the Solar Neighborhood, but also globally thanks to large surveys such as the Sloan Digital Sky Survey (SDSS, York et al. (2000)). One of the first studies to reveal such a pattern was presented by Widrow et al. (2012, hereafter W12). Using sample a main-sequence stars

from the SDSS; a fraction of them with full phase-space information, W12 identified a North-South asymmetry in both *i*) in the number density and *ii*) the bulk velocity of Solar Neighborhood stars. The asymmetry on the stellar number count strongly suggest, at least locally, the presence of a bending pattern; i.e., local displacements of the disk from its overall midplane. Conversely, the pattern observed on the bulk vertical velocity field suggests a breathing mode, i.e., rarefaction and compression of the Galactic disk. During the following years, several studies continued to provide observational evidences for such vibrational patterns. (e.g. Yanny & Gardner, 2013; Slater et al., 2014; Williams

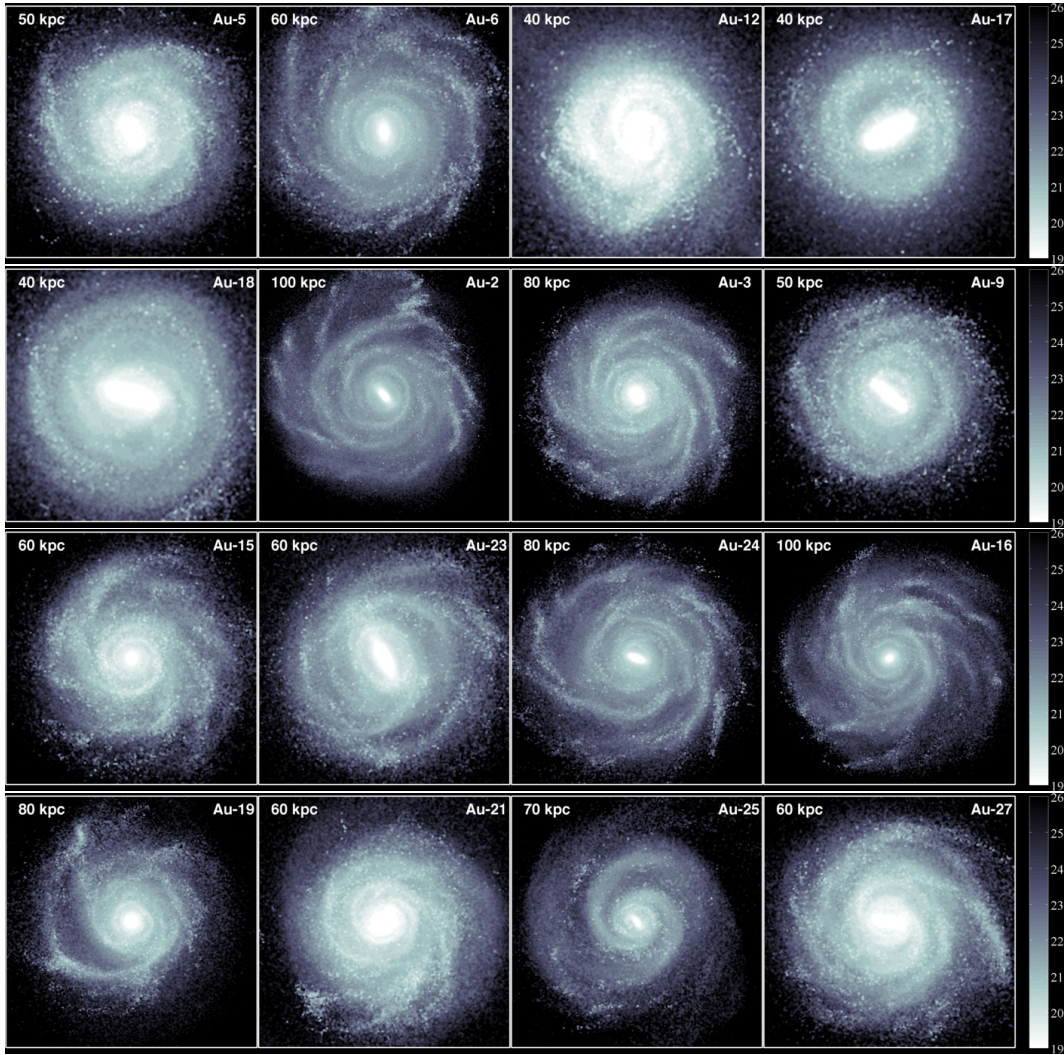


Figure 1: Present-day face-on images of the V -band surface brightness, μ_v , of the analyzed simulated galaxies. The side length of each panel is indicated on its top left corner. Only particles that belong to the main host are considered. The colour bar indicates the scale for μ_v in units of $\text{mag}/\text{arcsec}^2$. Figure from Gómez et al. (2017).

et al., 2013; Yanny & Gardner, 2013; Price-Whelan et al., 2015; Morganson et al., 2016; Carrillo et al., 2017; Sheffield et al., 2018). In particular, Xu et al. (2015) used number counts of main-sequence stars, located at Galactic latitudes $110^\circ < l < 229^\circ$, to measure the mean height of the disc, with respect to its midplane, as a function of galactocentric distance. Their study showed that the Galactic disc exhibit a clear and radially extended oscillatory behaviour, with an amplitude that increases as a function of Galactocentric distance. Four “substructures”, that represent the locations of peaks in the oscillations of the disc mid-plane, were clearly identified. The four peaks are located at ~ 10.5 kpc (north), ~ 13 kpc (south), ~ 16.5 kpc (north) and ~ 21 kpc (south) from the Galactic Centre, the last two corresponding to the Monoceros ring and Triangulum–Andromeda (TriAnd) cloud (Rocha-Pinto et al., 2004; Majewski et al., 2004), respectively.

The presence of vertical perturbations on the discs of late-type galaxies is not something unique to the Milky

Way. In fact, studies based on large sample of stellar discs have revealed that approximately 70% of them do show a vertically perturbed structure. However, the most common morphology of these perturbed discs is the S-shaped or “integral sign” warp (e.g. Reshetnikov & Combes, 1998; Ann & Park, 2006; Reshetnikov et al., 2016). This is not surprising since most studies attempting to characterize disc vertical structures have been focused on edge-on systems in which corrugation is difficult to detect due to projection effects. To date only a few examples of corrugation patterns on external galaxies, obtained through long-slit spectroscopic analysis, have been reported (Alfaro et al., 2001; Sánchez-Gil et al., 2015). The lack of more observational Galactic disc counterparts raises the interesting question about the properties and origins of these perturbations. What is the frequency with which corrugation vertical patterns arise in the Local Universe? What are the main physical mechanisms behind the formation of such patterns? and what can they tell us about the recent interaction

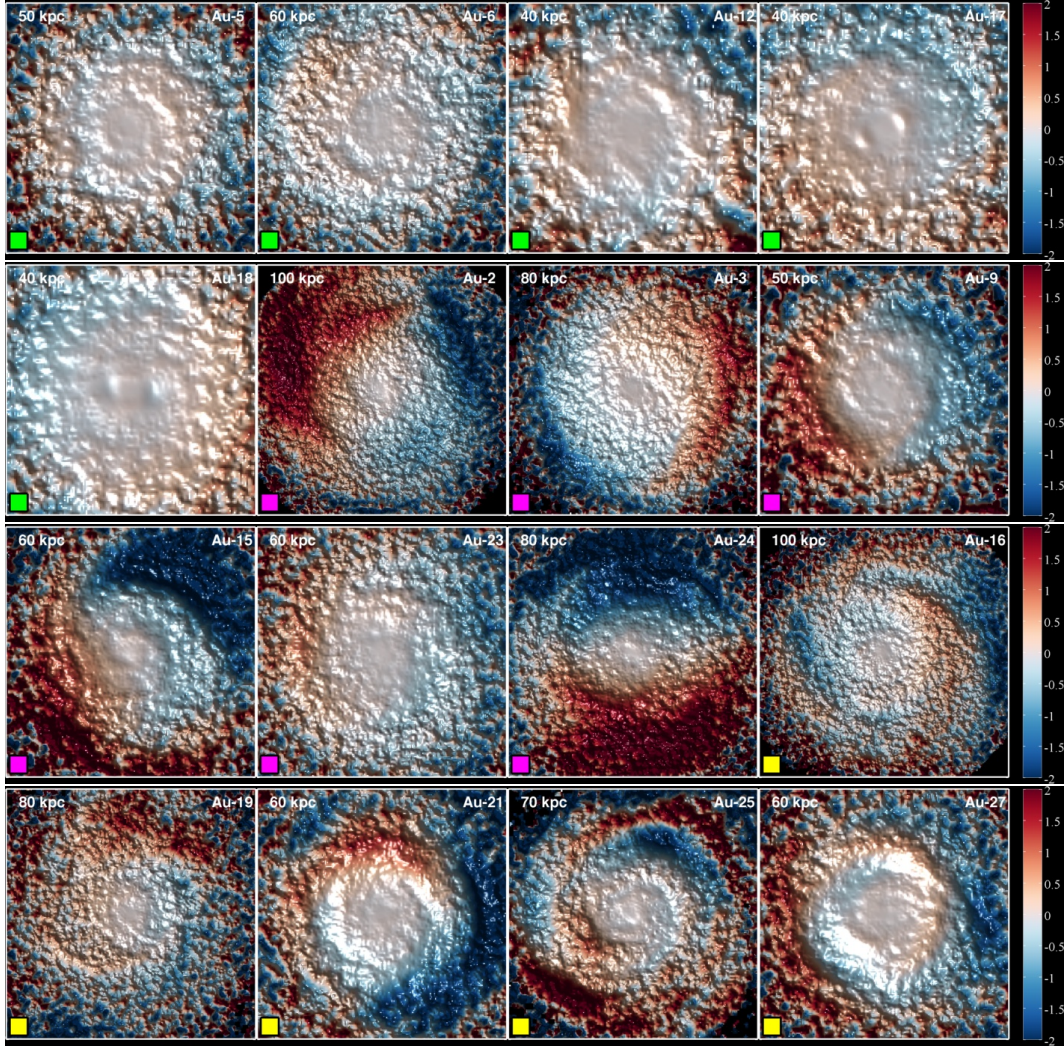


Figure 2: Maps of the simulated stellar disc mass-weighted mean height, $\langle Z \rangle$, at the present-day. The different map colours and relief indicate different values of $\langle Z \rangle$ in kpc. The box lengths were chosen to match those used in Figure 1. The colour coded symbols in the bottom left corner of each panel identify different type of vertical structure; green, magenta and yellow squares indicate weakly perturbed discs, simple warps, and more complex vertical patterns, respectively. Figure from Gómez et al. (2017).

history of their hosting galaxies?

In this article I will summarize our recent efforts to asses not only how frequent these patterns are expected to be, in a cosmological context, but also to characterize the main mechanisms driving them. I will also briefly described our efforts to unveil the origins of the Milky Way disc corrugation pattern.

2. How frequent corrugation patterns are?

To estimate how often one would expect to find corrugation patterns on the discs of nearby late-type galaxies, we analyzed a suite of state-of-the-art high-resolution magneto-hydrodynamical cosmological simulations of the formation of a Milky Way-like galaxy. These were carried out using the moving mesh code AREPO (Springel, 2010; Pakmor et al., 2016), which includes a comprehensive model for galaxy formation physics. More details about these simulations can be found in

Grand et al. (2017). In Fig. 1 we show face-on V-band images of the surface brightness for a subsample of the simulated stellar discs. The side length of each panel was chosen so that the entire disc is visible. Note the wide variety of disc morphologies and extents, including multi-arm flocculent structure, well-defined two-armed spirals, strong bars and bar-less discs.

To search for signatures of vibrational patterns in the vertical structure of the discs we create maps of the mass-weighted mean height, $\langle Z \rangle$. The discs were first carefully aligned with the X–Y plane. The results of these procedure are shown in Fig. 2. The simulated discs exhibit a wide variety of vertical structures. Approximately 30% of the sample shows an almost flat structure, consistent with $\langle Z \rangle \approx 0$ kpc across the entire disc surface. However, the remaining 70% shows an strongly vertically perturbed discs. Half of these show clear $m = 1$ patterns; i.e. classic S-shaped warps. The amplitude of these warps can be as large as $\langle Z \rangle \sim 2$

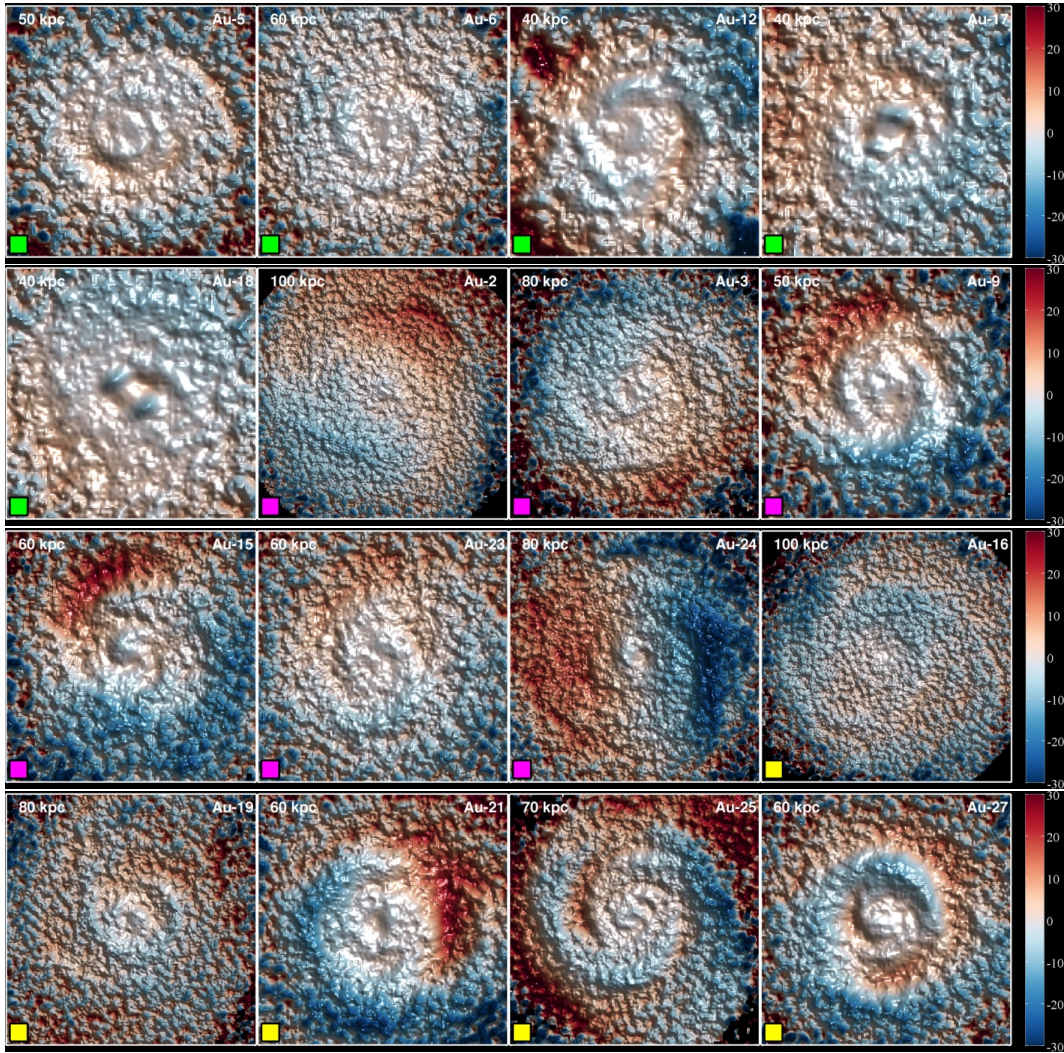


Figure 3: As in Fig. 2, but for the mass-weighted mean vertical velocity, $\langle V_z \rangle$. The different map colours and the relief indicate different values of $\langle V_z \rangle$ in km/s. Figure from Gómez et al. (2017).

kpc in the outer regions. The warps angles, defined as the angle between the plane of the inner unwarped disc and the line connecting the centre to the outermost tip of the warp, take values that range between $\sim 2^\circ$ and 7° . This is consistent with the range of values found observationally from optical data (e.g. Reshetnikov & Combes, 1998; Ann & Park, 2006). In all cases, the warp radius, radius at which the disc bends away from the inner flat disc is, as expected, located well within the optical radius (Pranav & Jog, 2010).

Interestingly, the remaining $\sim 35\%$ of the disc sample shows more complicated vertical structures, reminiscent of the corrugation patterns observed in the Milky Way disc. The amplitude of these perturbations can also be rather large, with values of $\langle Z \rangle > 2$ kpc. In most cases, these patterns are the result from the time evolution of an initial S-shaped warp. After formation, such warps distort into leading spirals as a result of the torque exerted by the inner, misaligned disc (see Shen & Sellwood, 2006). The relatively large fraction of corrugation patterns obtained in our simulated discs suggests

that such behaviour should be common.

3. How can we detect corrugation patterns on external galaxies?

Even though several surveys have revealed that most late-type galaxies show perturbed vertical structures, to date only a few examples of corrugation patterns have been reported. (Alfaro et al., 2001; Sánchez-Gil et al., 2015). As previously discussed in Sec. 1., this is likely due to projection effects. A way around this problem is to study line-of-sight velocity fields of nearly face-on discs. Since these vertical perturbations are the result of oscillatory patterns, an anti-correlation between the absolute values of $\langle Z \rangle$ and $\langle V_z \rangle$ is expected.

In Fig. 3 we show, for each simulated disc, the mass-weighted mean vertical velocity maps, $\langle V_z \rangle$, which are equivalent to mean line-of-sight velocity fields for perfectly face-on galaxies. Galaxies with nearly flat vertical structures show negligible perturbations in their $\langle V_z \rangle$ maps. However, vertically perturbed discs show, as

expected, strongly perturbed $\langle V_z \rangle$ maps. The anticorrelation between pattern $\langle Z \rangle$ and $\langle V_z \rangle$ is very clear in all these cases. The amplitude of these perturbations, i.e. $\langle V_z \rangle = \langle V_z \rangle_{\max} - \langle V_z \rangle_{\min}$, can be rather large, with values of the order of 60 km/sec. These type of perturbations in line-of-sight velocity maps should be detectable with current integral field spectroscopy units. For example, the Calar Alto Legacy Integral Field Area Survey can provide such maps with uncertainties smaller than $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ (Barrera-Ballesteros et al., 2014).

4. What are the main physical drivers behind these vertical perturbations?

Vertical patterns such as those observed in our own Disc can arise thanks to a variety of different mechanism (Sellwood, 2013). The two most significant are *i*) misaligned accretion of high angular momentum cold gas and *ii*) tidal distortion of a pre-existing disc by an external perturber. In the case of *i*), such accretion can result from a close encounter with a gas-rich satellite (e.g. the Magellanic Stream, see Sancisi et al., 2008) or from misaligned infall from the cosmic web or from a cooling hot gas halo (e.g. Aumer et al., 2013; Roškar et al., 2010). Signatures of this mechanism are vertical patterns which are most evident in the outer gaseous disc and in the young stars that formed from it. In Fig. 4 we show two examples of such perturbations on the Auriga stellar disc. The bottom panels show $\langle Z \rangle$ maps obtained when only stellar particles of intermediate age (i.e. $4 < \text{Age} < 6 \text{ Gyr}$) are considered. These maps are consistent with unperturbed vertical structures. Interestingly, very clear perturbations can be seen when these maps are constructed only considering young stellar populations (i.e. $0 < \text{Age} < 2 \text{ Gyr}$).

Perturbers behind *ii*) can be a low-mass (perhaps merging) satellite with a small pericentre (e.g. Ostriker & Binney, 1989; Quinn et al., 1993; Velazquez & White, 1999; Bailin, 2003; Kazantzidis et al., 2009; Gómez et al., 2013; D’Onghia et al., 2015), a more massive satellite on a distant fly-by (Vesperini & Weinberg, 2000; Kim et al., 2014; Gómez et al., 2016), or a misaligned dark matter halo (e.g. Debattista & Sellwood, 1999; Jiang & Binney, 1999; Shen & Sellwood, 2006). Indeed, we find that tidal interactions are the most common source of vertical perturbations in the Auriga discs.

In Fig. 5 we show an example of such perturbation. Intermediate (i.e. $3 < \text{Age} < 5.5 \text{ Gyr}$) and young (i.e. $0 < \text{Age} < 3 \text{ Gyr}$) age stellar particles are shown on the left and right panels, respectively. It is clear that the vertical pattern can be observed in both stellar particle subsamples.

A particularly interesting model was studied in detail in Gómez et al. (2016). The simulated disc shows an structure that is, qualitatively, similar to that observed in the Milky Way, with a vertical pattern that spans a very large range in galactic longitude, reminiscent of the Monoceros Ring. This perturbation was excited by a low-mass low-velocity flyby encounter (i.e. $M_{\text{sat}} \sim 5\% M_{\text{host}}$) with a pericentric distance 80 kpc. Interestingly, the total mass of the interacting satellites is not large

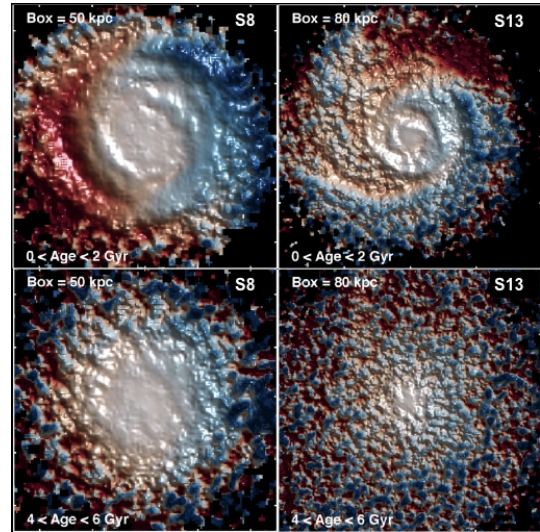


Figure 4: Maps of two simulated stellar disc mass-weighted mean height, $\langle Z \rangle$, at the present-day. Top and bottom panels are based purely on star particles with ages between 4 to 6 Gyr and 0 to 2 Gyr, respectively. The different map colours and relief indicate different values of $\langle Z \rangle$ in kpc. The box lengths were chosen to match those used in Figure 1. Figure from Gómez et al. (2017).

enough to directly perturb the galactic disc. However, the density field of the host DM halo responded to this interaction, resulting in a strong amplification (a factor of ~ 40) of the satellite perturbative effects. The response of the DM halo to the satellite perturbation can be described as an overdensity wake and is governed by resonant dynamics between the satellite galaxy and the host halo DM particles (Vesperini & Weinberg, 2000). The resulting wake can be thought of as the superposition of several modes excited by the resonant interaction between the DM halo and the orbiting satellite. In order for these resonances to be excited it is key to have a low-velocity pericentric passage of the fly-by. If the velocity is too large, the resonances will not have enough time to be activated. The strongest response of the DM density field is the dipolar, which can be thought of as a displacement of its centre of mass with respect to the centre of density or central cusp. In Fig. 6 we show the time evolution of the dipolar response of the host DM halo. We can clearly see that as the satellite approaches, a clear signature grows. It peaks just after pericentre passage and then slowly degrades until it vanishes at the present day (bottom rightmost panel).

This mechanism could be the driver behind vertically perturbed disc galaxies with no obvious massive companions in their close proximity.

5. The origin of the Milky Way disc perturbation

As discussed in Sec. 1., several recent studies have accumulated evidence in favour of an asymmetry about the Galactic mid-plane, best described as corrugation pattern. W12 proposed, through an analysis based on linearized Boltzmann and Poisson equations, and

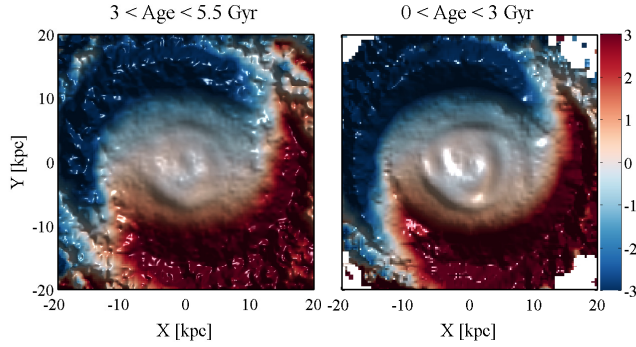


Figure 5: Map of the mass-weighted $\langle Z \rangle$ for a simulated galactic disk. The right panel shows the $\langle Z \rangle$ maps for the youngest star particles (Age < 3 Gyr), whereas in the left panel only older stars are considered (3 < Age < 5.5 Gyr). Note that the two sets of star particles show almost identical vertical patterns, indicating a global response of the pre-existing disk. Figure from Gómez et al. (2016).

through one dimensional simulations, that this pattern could have been the result of recent close passage of a relatively massive satellite galaxy. In Gómez et al. (2013, hereafter G13) we studied whether this perturbation could have triggered by the Sagittarius dwarf galaxy (Sgr) as it plunged through the Galactic disc. Our analysis was based on high resolution idealized numerical simulations of the interaction between the MW and Sgr, first introduced by Purcell et al. (2011). Based on recent studies which have suggested that, at infall, Sgr could have had a total mass of the order of $10^{11} M_{\odot}$, the simulations were focused on heavy Sgr models. Our study showed that the local vertical perturbations found by W12 can be, qualitatively, well reproduced with these models. The perturbations are a signature of a global vertical patterns that extend to outer regions of the disc, with an amplitude that increases with galactocentric distance. The properties of the pattern, such as the extent to which it can radially penetrate into the disc and its amplitude, strongly depend on the mass and orbit of the perturbing satellite.

Despite the broad agreement with observations, the models studied in G13 can not quantitatively reproduce several properties of the observed pattern, such as its amplitude and vertical spread. The problems with these models are: *i*) they assumed initially stable and relaxed discs, *ii*) satellite models are set on orbits well within the virial radius of the MW, and thus artificially truncated to account for previous tidal stripping and *iii*) they neglect the impact that the Large Magellanic Cloud could have on the Disc vertical structure.

To tackle *iii*), in Laporte et al. (2018) we characterized the response of the MW disc to the presence of the LMC during a first infall scenario (Besla et al., 2007). We find that, even on first infall, the LMC can produce strong warping of the stellar and gaseous discs without violating constraints from the phase-space distribution of stars in the Solar Neighbourhood. The perturbation is, however, dynamically very young and thus it does not have enough time to wind up and give rise to the observed corrugation patterns. A solution to this prob-

lem can be obtained if both the LMC and Sgr are jointly considered. In Laporte et al. (2017) we characterized the coupling of the perturbations excited by both satellites. More importantly, we modelled the orbit of Sgr from the infall radius to the present-day, thus also addressing the issues outlined in items *i*) and *ii*). Our study showed, for the first time, that when the orbit of Sgr is appropriately modeled it is possible to reproduce not only perturbations such as the Monoceros Rings (Galactocentric distances of ~ 16 kpc), but also perturbations at much larger Galactocentric distances (~ 30 kpc) such as the TriAnd stellar Clouds. The latter were missed in previous models since they neglected multiple earlier pericentric passages of Sgr. The LMC introduces coupling through constructive and destructive interference, thus modulating the pattern introduced by Sgr. We find that our models also satisfy the observed vertical structure of the disc in the Solar Neighborhood.

Our study indicates that the main sculptor behind the present-day vertical oscillatory patterns of our Galactic disc is indeed the Sgr dwarf galaxy.

6. Summary

Under the current paradigm of structure formation (White & Rees, 1978) the interactions with satellite galaxies play a very important role in shaping the present day structure of a host galaxy. The disc of a host galaxy can suffer strong perturbations due to such interactions, in some cases even destroying pre-existing discs. Our own Galactic disc presents a complex oscillating vertical asymmetry, that can be described as a corrugation pattern. Our efforts have been focused on understanding how common these type of perturbations are, and what are the main drivers behind them. Thanks to a sample of high resolution cosmological simulations we have been able to show that they are indeed a relatively common feature in the discs of late-type galaxies. The perturbations have a variety of causes such as close encounters with satellites, distant fly-bys of massive objects and accretion of misaligned cold gas. However, tidally induced vertical patterns can be identified in both young and old stellar populations, whereas those originating from cold gas accretion are seen mainly in the youngest populations. We have also tried to characterize the main perturber behind the MW disc oscillatory pattern. Our study places Sgr as the main culprit, along with a significant modulation introduced by the LMC. On external galaxies, these perturbation can be accurately mapped through line-of-sight velocity maps of face-on galaxies, thus opening a new way to assess the frequency with which corrugation vertical patterns arise in the Local Universe.

Acknowledgements: Agradecemos a todos los miembros de los Comités Organizadores Local y Científico de la última Reunión de la A.A.A. por su activa participación que permitió llevar a cabo una exitosa reunión.

References

Alfaro E. J., et al., 2001, ApJ, 550, 253

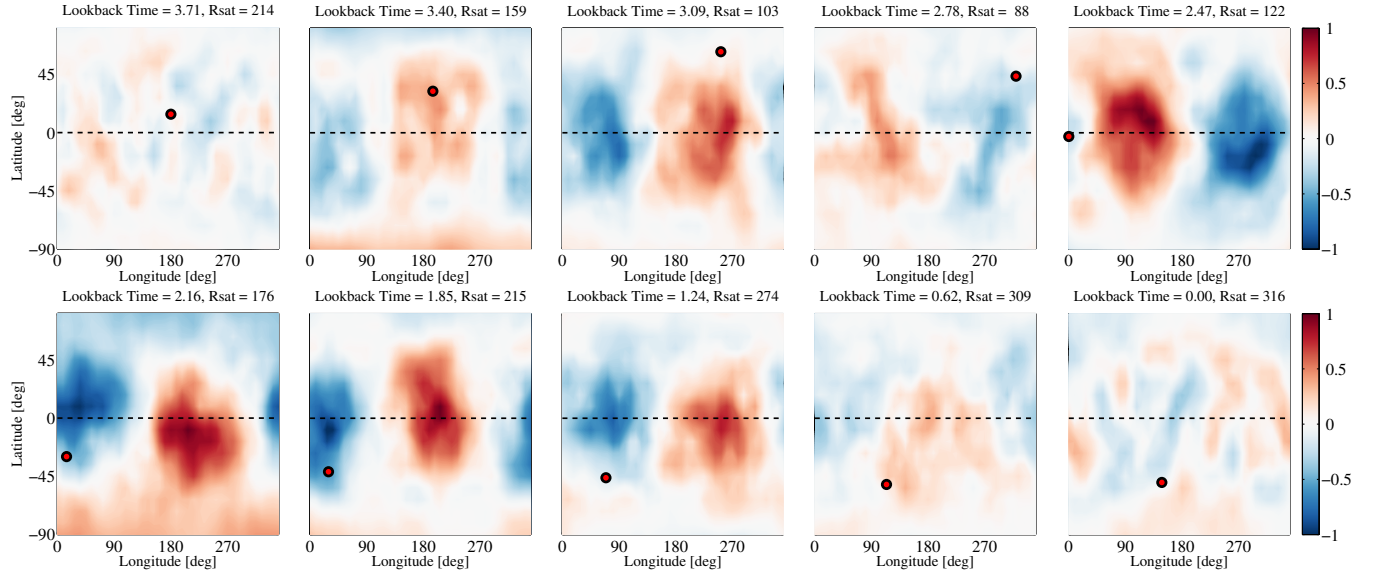


Figure 6: Time evolution of the overdensity wake excited on the host DM halo due to the interaction with the fly-by encounter. The maps were obtained considering particles located at a galactocentric distance of ~ 16 kpc. The color bar indicates the local intensity of the overdensity wake with respect to the spherically averaged density field at the same location. All maps are normalized to the same value and oriented with respect to the inner galactic disk. The colour coded dot indicates the location of the fly-by that induced the wake. The galactocentric distance of the fly-by, R_{sat} , is indicated on the top of each panel. Figure from Gómez et al. (2016).

Ann H. B., Park J.-C., 2006, *New A.*, 11, 293
Aumer M., et al., 2013, *MNRAS*, 434, 3142
Bailin J., 2003, *ApJL*, 583, L79
Barrera-Ballesteros J. K., et al., 2014, *A&A*, 568, A70
Besla G., et al., 2007, *ApJ*, 668, 949
Carrillo I., et al., 2017, *ArXiv e-prints*
Debattista V. P., Sellwood J. A., 1999, *ApJL*, 513, L107
D’Onghia E., et al., 2015, *ArXiv e-prints*
Gómez F. A., et al., 2013, *MNRAS*, 429, 159
Gómez F. A., et al., 2016, *MNRAS*, 456, 2779
Gómez F. A., et al., 2017, *MNRAS*, 465, 3446
Grand R. J. J., et al., 2017, *MNRAS*, 467, 179
Jiang I.-G., Binney J., 1999, *MNRAS*, 303, L7
Kazantzidis S., et al., 2009, *ApJ*, 700, 1896
Kim J. H., et al., 2014, *ApJ*, 789, 90
Laporte C. F. P., et al., 2017, *ArXiv e-prints*
Laporte C. F. P., et al., 2018, *MNRAS*, 473, 1218
Majewski S. R., et al., 2004, *ApJ*, 615, 738
Morganson E., et al., 2016, *ApJ*, 825, 140
Ostriker E. C., Binney J. J., 1989, *MNRAS*, 237, 785
Pakmor R., et al., 2016, *MNRAS*, 455, 1134
Pranav P., Jog C. J., 2010, *MNRAS*, 406, 576
Price-Whelan A. M., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 676
Purcell C. W., et al., 2011, *Nature*, 477, 301
Quinn P. J., Hernquist L., Fullagar D. P., 1993, *ApJ*, 403, 74
Reshetnikov V., Combes F., 1998, *A&A*, 337, 9
Reshetnikov V. P., et al., 2016, *MNRAS*, 461, 4233
Rocha-Pinto H. J., et al., 2004, *ApJ*, 615, 732
Roškar R., et al., 2010, *MNRAS*, 408, 783
Sánchez-Gil M. C., Alfaro E. J., Pérez E., 2015, *MNRAS*, 454, 3376
Sancisi R., et al., 2008, *A&A Rev.*, 15, 189
Sellwood J. A., 2013, *Dynamics of Disks and Warps*, p. 923
Sheffield A. A., et al., 2018, *ArXiv e-prints*
Shen J., Sellwood J. A., 2006, *MNRAS*, 370, 2
Slater C. T., et al., 2014, *ApJ*, 791, 9

Springel V., 2010, *MNRAS*, 401, 791
Velazquez H., White S. D. M., 1999, *MNRAS*, 304, 254
Vesperini E., Weinberg M. D., 2000, *ApJ*, 534, 598
White S. D. M., Rees M. J., 1978, *MNRAS*, 183, 341
Widrow L. M., et al., 2012, *ApJL*, 750, L41
Williams M. E. K., et al., 2013, *MNRAS*, 436, 101
Xu Y., et al., 2015, *ApJ*, 801, 105
Yanny B., Gardner S., 2013, *ApJ*, 777, 91
York D. G., et al., 2000, *AJ*, 120, 1579



Photometric and spectroscopic study in the region of Ruprecht 44 and the Galaxy structure

E.E. Giorgi^{1,3}, G.R. Solivella^{1,3}, G. Perren¹, R.A. Vázquez^{1,3}, G. Carraro²

¹ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

² *Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Padova, Italy*

³ *Complejo Astronómico El Leoncito, CONICET-UNLP-UNC-UNSJ, Argentina (visiting astronomer)*

Contact / egiorgi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Llevamos a cabo un estudio fotométrico *UBVI* en la región del cúmulo abierto Ruprecht 44 combinado con tipos espectrales para varias estrellas brillantes en el área. Los resultados preliminares sugieren la presencia de dos poblaciones estelares superpuestas a lo largo de la línea de visión: una es el cúmulo abierto mismo ubicado a casi 6 kpc mientras que la otra es una población azul dispersa que se extiende hacia afuera de la Galaxia a más de 14 kpc. La distribución de estrellas y distancia del cúmulo confirman hallazgos previos de nuestro grupo.

Abstract / We carried out an extended *UBVI* photometric survey in the region of the open cluster Ruprecht 44 combined with spectral types of some bright stars in the area. Preliminary results suggest the presence of two stellar populations superposed along the line of sight: one is the open cluster itself placed at almost 6 kpc while the other is a dispersed blue population extending outwards the Galaxy up to over 14 kpc. The stellar distribution and cluster distance confirm earlier findings of our group.

Keywords / Galaxy: structure — (Galaxy:) open clusters and associations: individual: Ruprecht 44 — stars: fundamental parameters

1. Introduction

The cluster Ruprecht 44 ($l^\circ = 243.1, b^\circ = 0.5$) was reported to be the core of the Puppis OB2 association in the Third Galactic Quadrant (TGQ) by Stephenson & Sanduleak (1971). However, Moffat & Fitzgerald (1974) found Ruprecht 44 to be a distant (6.6 kpc) and young (≈ 1 Myr) cluster belonging to a major spiral feature at 15 kpc from the Galaxy center. Simultaneously McCarthy & Miller (1974) performed a search for early type stars in this region finding evidences of the presence of a spiral feature (Perseus Arm) covering 225° to 255° in galactic longitude. Moffat and FitzGerald results were improved including more stars in the region finding the same distance (Fitzgerald & Moffat, 1976). Surprisingly Turner (1981) found the distance of the cluster to be 4.6 kpc in full agreement with Kharchenko et al. (2013). In view of such discrepancies we carried out a spectroscopic and photometric study of Ruprecht 44 and its associated stellar field since the cluster is immersed in a blue stellar field extending from 1 to 8 kpc including Perseus and Outer Arm populations (Giorgi et al., 2013). We attempt to re-evaluate the distance and age of Ruprecht 44 using a deep photometric survey to set it in the framework of the local spiral structure. We added new own spectral types and included others from the literature.

2. Observations, reduction process and other data

CCD photometry in the *UBVI* system was undertaken on the night 5th, December 2015, in the region of Ruprecht 44 at the 1-m telescope at Las Campanas Observatory (Chile). The surveyed area covers 30 arcmin a side. To reach faint stars long exposure times of 2000, 1200, 900 and 900 seconds in *U*, *B*, *V* and *I* filters respectively were used. Short exposure were adjusted to avoid saturation because of bright stars in the field. Observation in standard regions from Landolt (1992) were used for calibration purposes. The reduction process has been the usual one as described in Giorgi et al. (2013). Spectroscopic observations for MK classification purposes have been done for some bright stars at the CASLEO national facility in the years 2012-2016 following the same strategy, instrumentation and reduction process explained too in Giorgi et al. (2013).

3. Analysis

The color-color and color-magnitude diagrams of the whole observed area are shown in Figure 1. For the sake of saving space we do not show other interesting diagrams (e.g. $B - V, V - I$). Both the structural (center, radius) and fundamental (age, distance, extinction, mass) parameters of the open cluster Ruprecht 44 have been estimated automatically by AStECa (Automated Stellar Cluster Analysis) code (Perren et al., 2015, 2017). Given the little space available for a de-

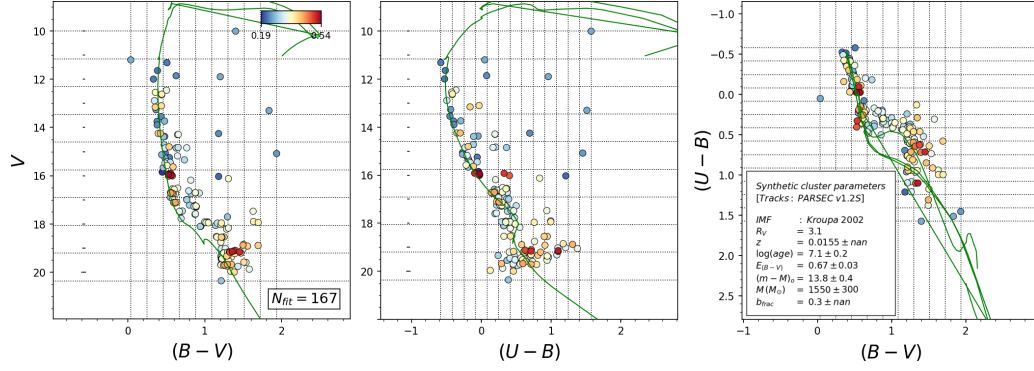


Figure 2: Cluster fundamental parameters determined by ASteCA and intrinsic line fittings in the three diagrams. The insert in right panel shows the fitting results. Color scale (left panel) of the symbols denotes the membership probability of stars in Ruprecht 44.

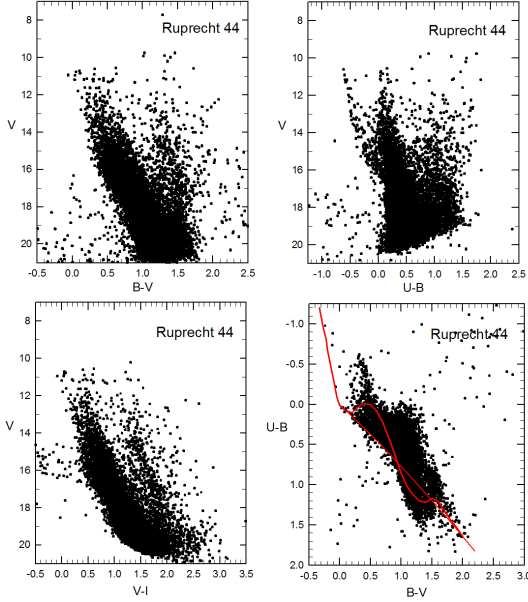


Figure 1: Upper panel. Left the $V, B - V$ diagram; right $V, U - B$ diagram. Lower panel. Left the $V, V - I$ diagram. Right the color-color diagram. All stars are included in the figure. Red solid lines are the ZAMS and the reddening line for A0-type stars (Aller et al., 1982).

tailed explanation on the way the code operates to get the relevant parameters of the cluster we ask the readers to have a look at the above publications for more information. In short, ASteCA allows an objective and reproducible analysis of a stellar cluster while performing a statistically valid treatment of the errors associated with the adjustment of fundamental parameters. This is, ASteCA builds up the contour plot of a cluster and establishes the center and radius. All stars inside the cluster limits are then compared with several samples of the external field to give a number probability of membership to each star. The most probable cluster members are compared with hundreds of synthetic clusters. The parameters of the cluster having the best

fitting with likely members are assumed the corresponding to the true cluster. Let us say, finally, that ASteCA decontamination algorithm on stars within a given cluster (center and radius previously found) yields a membership probability for each star. The optimum fit between likely members and the parameters of the best synthetic cluster comes from maximizing a likelihood equation (Dolphin, 2002). Errors for each cluster parameter were assigned by means of a bootstrap process.

4. ASteCA results for Ruprecht 44

As for Ruprecht 44, ASteCA found the following parameters: $E_{B-V} = 0.67 \pm 0.03$, $\log(\text{age}) = 7.1 \pm 0.2$ (12 Myr) and $(V - M_V)_0 = 13.8 \pm 0.3$. We have assumed *a priori* solar metal content. The distance of Ruprecht 44 from the Sun is then, 5.8 kpc in full agreement with the distance found by Giorgi et al. (2013) and not far from the one found by Moffat & Fitzgerald (1974). Ruprecht 44 becomes then a member of the crossing of Perseus and Local Arms as early stated (Vázquez et al., 2008). Also agreeing with Moffat & Fitzgerald (1974) we notice the presence of a potential pre-main sequence below $V \approx 17$ mag and $B - V$ from 0.8 to 1 (Figure 2), unfortunately out of the scope of this investigation.

5. The star field towards Ruprecht 44

We show in Figure 3 the path of reddening with distance for blue stars from MK types outside the region of Ruprecht 44. To this, we applied the spectroscopic parallax method to 18 stars down to $V \approx 13.5$ mag. Intrinsic colors and absolute magnitudes were derived from photometric spectral types according to Aller et al. (1982) relationships. Lower panel is the result obtained now for all *blue photometric stars* (stars with unique reddening solutions in the color-color diagram) by means of a variant of the spectroscopic parallax method (Giorgi et al., 2013). In both cases blue stars are found all along the way outside the Galaxy showing a concentration between 3.5 and 8 kpc (crossing Perseus Arm). At $E_{B-V} = 0.30$ and a distance of ≈ 3 kpc

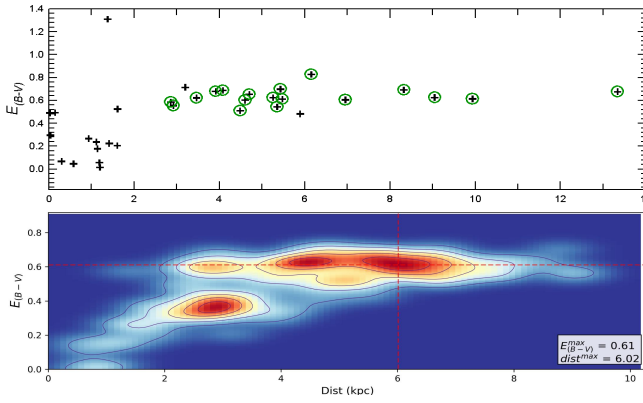


Figure 3: Path of reddening with distance of blue stars outside Ruprecht 44. Upper panel shows 18 hot stars with MK classification. Lower panel is the result for blue photometric stars (see text). Red shows the highest density. In both cases a fast reddening increasing with distance happens at to 3-4 kpc and keeps steadily up to 14 kpc. Plus signs in the upper panel indicate late MK-type stars in the solar neighborhood.

there is a photometric overdensity in the lower panel not reflected by the spectroscopic data above. This happens because spectroscopy was done for bright stars (above 13.5 mag) while photometry includes fainter stars ($V > 14$ mag). Notice that Ruprecht 44 coincides in distance and reddening with the second overdensity in this figure.

6. The structure of the Galaxy towards Ruprecht 44

We show in Figure 4 the projection of Ruprecht 44 onto the X-Y galactic plane together with spiral arms from Vallée (2005). The young population associated to Ruprecht 43, a dubious open cluster as yet (Solivella et al., 2017), Haffner 18(1-2) and Haffner 19 together with other young clusters studied by our group (Vázquez et al., 2008) are also shown. All these objects in Puppis are angularly close to each other. It is relevant in Figure 4 the large extension of the blue population from the Sun outside the Galaxy up to the Outer Arm. Combining the findings of this figure with results for diffuse young population outside the cluster (Vázquez et al., 2008) is illustrative in the sense that there is no gap of blue population between one arm and the next. This is, young population (young clusters or blue isolated stars) is found at all distances from the Sun outside the Galaxy. As shown in Figure 3 there is a vigorous reddening increasing from the Sun to a maximum value at 4 kpc and keeps constant for the next 5 kpc approximately. As for Ruprecht 44 the distance we found here places it near Perseus Arm but we cannot confirm whether it belongs to the Local or Perseus Arm. We remark that Figure 3 suggests that the reddening takes place in the first 4 kpc up to the cross with the Perseus Arm.

7. Conclusions

Using ASteCA likely cluster members were fitted to the best synthetic cluster and the corresponding parameters attributed then to Ruprecht 44. We confirm that this cluster is a very young object of ≈ 12 Myr becoming therefore a powerful spiral arm tracer. Its location in Figure 4 reveals it is a member of the conjunction between Perseus and the Local Arms. Affected by a reddening of $E(B-V) = 0.67$ Ruprecht 44 follows the trend shown by several open clusters in the TGQ (Vázquez et al., 2008) in the sense that there is no clear separation between the young populations of Perseus and the Outer Arms we find a continuous distribution of stars as if star formation processes had taken place everywhere in this zone of the Galaxy.

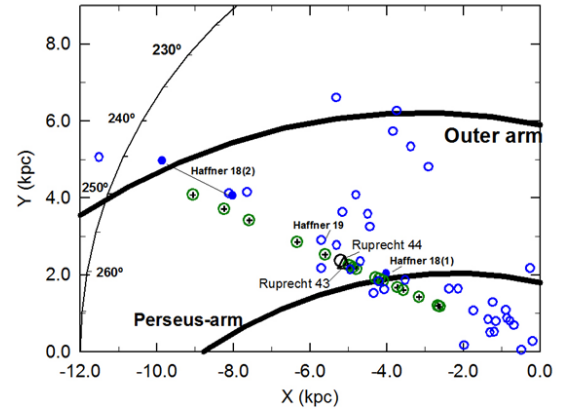


Figure 4: The TGQ in the X-Y plane. The Sun is at 0,0. Wide solid black lines represent the spiral arms. The tiny black line is the scale of galactic longitudes. Blue stars (black plus symbols encircled in green), young clusters (open blue circles), Ruprecht 44 (open black circle) and the clusters Ruprecht 43 (black triangle), Haffner 18(1-2) and its young population associated (blue filled circles) are depicted.

References

- Aller L. H., et al., eds., 1982, Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships - New Series “ Group 6 Astronomy and Astrophysics Volume 2: Astronomy and Astrophysics “
- Dolphin A. E., 2002, MNRAS, 332, 91
- Fitzgerald M. P., Moffat A. F. J., 1976, A&A, 50, 44
- Giorgi E. E., et al., 2013, BAAA, 56, 247
- Kharchenko N. V., et al., 2013, A&A, 558, A53
- Landolt A. U., 1992, AJ, 104, 340
- McCarthy C. C., Miller E. W., 1974, AJ, 79, 1396
- Moffat A. F. J., Fitzgerald M. P., 1974, A&A, 34, 291
- Perren G. I., Vázquez R. A., Piatti A. E., 2015, A&A, 576, A6
- Perren G. I., Piatti A. E., Vázquez R. A., 2017, A&A, 602, A89
- Solivella G. R., et al., 2017, BAAA, 59, 173
- Stephenson C. B., Sanduleak N., 1971, Publications of the Warner & Swasey Observatory, 1
- Turner D. G., 1981, AJ, 86, 222
- Vallée J. P., 2005, AJ, 130, 569
- Vázquez R. A., et al., 2008, ApJ, 672, 930



La relevancia del caos en estrellas del halo local

N.P. Maffione¹, F.A. Gómez², P.M. Cincotta³, C.M. Giordano³

¹ *Laboratorio de Procesamiento de Señales Aplicado y Computación de Alto Rendimiento, Sede Andina, UNRN, CONICET, Argentina*

² *Instituto de Investigación Multidisciplinar en Ciencia y Tecnología, Universidad de La Serena, Chile*

³ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / npmaffione@unrn.edu.ar

Resumen / Con el presente trabajo mostramos evidencia numérica que el caos, si bien indudablemente activo en el halo estelar local, no parece ser suficientemente abundante como para que los procesos de mezcla caótica puedan eliminar información dinámica esencial para la detección de corrientes estelares, necesarias para reconstruir la historia de formación de nuestra galaxia. Luego, la falta de identificaciones de estas subestructuras coherentes en la vecindad solar parece deberse, al menos a primer orden, a la falta de precisión en las observaciones.

Abstract / We show compelling numerical evidence that chaos is undoubtedly active in the local stellar halo, however, its effect might not be large enough to foster chaotic mixing processes that can erase crucial dynamical information to detect stellar streams that are necessary to rebuild the formation history of our galaxy. Therefore, the lack of positive identifications of such coherent substructures in the neighbourhood of the Sun seems to be given, at least at first order, to the lack of precision in the observations.

Keywords / Chaos — Galaxy: evolution — Methods: numerical

1. Introducción

El Modelo Cosmológico Estándar plantea un crecimiento de tipo jerárquico para las galaxias, i.e. a partir de la acreción de estructuras menores (v. g. galaxias satélites o cúmulos globulares). Este mecanismo se visibiliza a partir de corrientes estelares que se desprenden desde el objeto progenitor (acrecido), provocadas por las fuerzas tidales que ejerce la galaxia huésped (acreciente). Como subestructuras coherentes, estas corrientes son fósiles invaluable para reconstruir la historia de formación galáctica. No obstante, para reconocerlas es necesario identificar las similitudes, tanto en la composición química como en el estado cinemático, de sus estrellas miembros. Gran cantidad de estas subestructuras se han venido detectando en las regiones externas del halo estelar (p. ej. Ibata et al., 1994). En cambio, en las regiones más internas, como la vecindad solar (VS), donde los tiempos dinámicos son más cortos, los procesos de mezcla caótica podrían ocultar las sobreabundancias que nos las revelan, lo que ayudaría a explicar el porqué de la ineficiencia de las observaciones en identificarlas en el número que predicen los modelos (Helmi & White, 1999).

En la Sec. 2. describiremos brevemente la metodología aplicada. En la Sec. 3. analizaremos la factibilidad de que los procesos de mezcla caótica sean efectivamente responsables de esta ausencia local de identificaciones, y discutiremos los resultados en la Sec. 4..

2. Metodología

2.1. Simulaciones y condiciones iniciales

Haremos uso de dos conjuntos de simulaciones cosmológicas de alta resolución. El primero de ellos consiste en cinco simulaciones que reproducen la formación de halos de materia oscura (MO) como el que tendría la Vía Láctea (VL). Estas simulaciones se corrieron bajo el código de N -cuerpos GADGET-3 desarrollado por el proyecto Aquarius (Springel, 2005; Springel et al., 2008) y siguen, únicamente, la evolución de partículas de MO bajo el siguiente conjunto de parámetros cosmológicos: densidad de materia (oscura + bariónica), $\Omega_m = 0.25$; densidad de energía oscura, $\Omega_\Lambda = 0.75$ y una constante de Hubble, $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = 73 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, consistente con Komatsu et al. (2009). Dentro de las simulaciones a mayor resolución que se hicieron de los halos seleccionados, utilizaremos aquellas que cuentan con partículas de MO del orden de $8 \times 10^3 M_\odot$. Entre las propiedades principales de los halos de MO resultantes, destacan los siguientes valores en $z = 0$: un radio virial, $r_{200} \in [187.7; 245.88] \text{ kpc}$; un parámetro de concentración, $c_{\text{NFW}} \in [8.26; 16.19]$ y una masa, $M_{200} \in [81.9; 184.2] \times 10^{10} M_\odot$. Finalmente, las simulaciones fueron posprocesadas con un código semianalítico de formación de galaxias (Cooper et al., 2010), lo que nos permite obtener muestras representativas de estrellas del halo en vecindades tipo solar. El segundo conjunto corresponde a simulaciones de galaxias tipo VL. Estas simulaciones fueron llevadas a cabo usando el código de N -cuerpos magnetohidrodinámico AREPO (Springel, 2010; Pakmor & Springel, 2013) por el proyecto Auri-

ga (Grand et al., 2017) y siguen, de manera consistente, tanto la evolución de las partículas de MO como de las celdas de gas de las cuales nacerán las partículas estelares (las estrellas) bajo el siguiente conjunto de parámetros cosmológicos: densidad de materia (oscura + bariónica), $\Omega_m = \Omega_{MO} + \Omega_b = 0.307$ donde $\Omega_b = 0.048$; densidad de energía oscura, $\Omega_\Lambda = 0.693$ y una constante de Hubble $H_0 = 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} = 67.77 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, tomados de Planck Collaboration et al. (2014). De las resimulaciones realizadas, haremos uso de seis con masas de las partículas de MO y bariones del orden de 3×10^5 y $5 \times 10^4 M_\odot$, respectivamente. La física de la subgrilla implementada en las simulaciones abarca un número de procesos críticos para la formación de las galaxias de tipo tardío. Entre las propiedades principales de las galaxias resultantes, destacan los siguientes valores en $z = 0$: un radio virial, $r_{200} \in [213.83; 241.48] \text{ kpc}$; un parámetro de concentración, $c_{NFW} \in [7.9; 15.6]$; una masa de MO, $M_{200} \in [104.39 : 150.33] \times 10^{10} M_\odot$ y una masa estelar dentro del radio virial, $M_\star \in [3.93 : 7.75] \times 10^{10} M_\odot$.

Las simulaciones fueron utilizadas para obtener valores representativos de los parámetros estructurales de los modelos analíticos que describiremos a continuación, y para extraer una distribución realista de condiciones iniciales (CI) para estrellas del halo en las vecindades de nuestro Sol. En el caso de las simulaciones Aquarius, estos volúmenes locales corresponden a esferas de 2.5 kpc de radio centradas a 8 kpc del centro galáctico. En cambio, para las simulaciones Auriga, los volúmenes pueden ser contruidos de manera más realista: las esferas serán de 5 kpc de radio (debido a la menor resolución de este conjunto de simulaciones) pero estarán centradas en $2.65 \times \epsilon_{\text{dis}}^s$, con ϵ_{dis}^s la escala radial del disco (nótese que 2.65 equivale al valor de la posición de la VS, 8 kpc, dividido por ϵ_{dis}^s de la VL: $\sim 3.124 \text{ kpc}$).

2.2. Representación analítica del potencial

La representación que haremos del potencial galáctico corresponde al siguiente modelo multicomponente:

$$\Phi_{VL} = \Phi_{\text{nuc}} + \Phi_{\text{bul}} + \Phi_{\text{dis}} + \Phi_{\text{MO}}, \quad (1)$$

donde consideramos: un potencial de Plummer (1911) para la región nuclear, Φ_{nuc} , un potencial de Hernquist (1990) para el bulbo, Φ_{bul} , un disco, Φ_{dis} , que tendrá un perfil de Miyamoto & Nagai (1975, MN) para modelos basados en Aquarius, o un perfil doble exponencial:

$$\rho(R, z) = \rho_0 \exp(-R/\epsilon_{\text{dis}}^s) \exp(-|z|/\epsilon_{\text{dis}}^h), \quad (2)$$

con $\rho(R, z)$ el perfil con simetría axial de la densidad, $R = \sqrt{r^2 - z^2}$ la distancia galactocéntrica proyectada al plano del disco, ρ_0 la densidad central y ϵ_{dis}^s y ϵ_{dis}^h la escala radial y de altura del perfil, para los modelos basados en Auriga. La construcción de este perfil se hace siguiendo el procedimiento descrito en Smith et al. (2015) que, a partir de la superposición de tres discos MN, permite mantener el carácter analítico del potencial resultante. Por último, el modelo analítico consta de un halo de MO, Φ_{MO} , dado por una extensión doblemente triaxial (Vogelsberger et al., 2008) del perfil clásico

esférico de Navarro et al. (1996, 1997). En este caso, las triaxialidades se introducen a partir del parámetro:

$$r'_p = \frac{(r_s + r_o)r_i}{r_s + r_i}, \quad (3)$$

con $r_s = r_{200}/c_{NFW}$, la escala radial, y

$$r_i = \sqrt{\left(\frac{x}{a}\right)^2 + \left(\frac{y}{b}\right)^2 + \left(\frac{z}{c}\right)^2}, \quad (4)$$

el radio elipsoidal para la región interna, y

$$r_o = \sqrt{\left(\frac{x}{a'}\right)^2 + \left(\frac{y}{b'}\right)^2 + \left(\frac{z}{c'}\right)^2}, \quad (5)$$

el radio elipsoidal para la región externa. Las cantidades b/a , b'/a' y c/a , c'/a' representan los cocientes intermedio-a-mayor y menor-a-mayor de los ejes principales internos y externos, respectivamente. Nótese la doble triaxialidad: $r \ll r_s$, $r'_p \simeq r_i$ y $r \gg r_s$, $r'_p \simeq r_o$.

Para todos los modelos basados en Aquarius (Aq) haremos uso de los siguientes valores representativos para las componentes estelares: $M_{\text{nuc}} = 0.003 \times 10^{10} M_\odot$ y $\epsilon_{\text{nuc}}^s = 0.03 \text{ kpc}$ para la masa y la escala radial de la región nuclear; $M_{\text{bul}} = 2.5 \times 10^{10} M_\odot$ y $\epsilon_{\text{bul}}^s = 0.5 \text{ kpc}$ para la masa y la escala radial del bulbo; $M_{\text{dis}} = 7.5 \times 10^{10} M_\odot$, $\epsilon_{\text{dis}}^s = 5.4 \text{ kpc}$, y $\epsilon_{\text{dis}}^h = 0.3 \text{ kpc}$ para la masa, la escala radial y la escala de altura del disco MN. En el caso del potencial del halo de MO, la triaxialidad es sólo interna (modelo Aq-A, 0.805; Aq-B, 0.926; Aq-C, 0.886; Aq-D, 0.836 y Aq-E, 0.693, i.e. todos alargados), mientras que la región externa es esférica, como indican las simulaciones MO asociadas. Por otro lado, para los modelos basados en Auriga (Au), los valores seleccionados se encuentran dentro de los siguientes intervalos: $M_{\text{bul}} \in [0.79; 4.1] \times 10^{10} M_\odot$ y $\epsilon_{\text{bul}}^s \in [0, 9; 1.56] \text{ kpc}$, $M_{\text{dis}} \in [2.74; 4.29] \times 10^{10} M_\odot$, $\epsilon_{\text{dis}}^s \in [4; 7.84] \text{ kpc}$, y $\epsilon_{\text{dis}}^h = 0.3 \text{ kpc}$ para el disco doble exponencial. Tomamos los mismos valores para la región nuclear (Launhardt et al., 2002) para todos los modelos analíticos basados en estas simulaciones: $M_{\text{nuc}} = 0.02 \times 10^{10} M_\odot$ y $\epsilon_{\text{nuc}}^s = 0.03 \text{ kpc}$. En el caso del potencial del halo de MO, las triaxialidades internas, $T_{\text{int}} \in [0.022; 0.160]$ (i.e. todos achatados), y externas, $T_{\text{ext}} \in [0.021; 0.477]$ (achatados y triaxiales).

2.3. Identificación del caos

Ya teniendo una distribución de CI de estrellas del halo en volúmenes representativos de nuestra VS (y los potenciales analíticos correspondientes), podemos proceder con el cálculo del OFLI (Fouchard et al., 2002) con el código LP-VICODE (Carpintero et al., 2014). Este indicador de caos hace uso de las ecuaciones de movimiento acopladas a las variacionales de primer orden para determinar las tasas de divergencia (en el sentido de Lyapunov). Luego, el OFLI tiende a infinito conforme el tiempo aumenta, tanto para órbitas caóticas como para órbitas regulares no periódicas. Sin embargo, este crecimiento será exponencial con el tiempo si la órbita es caótica y lineal si es regular, resonante o no resonante, las que, a su vez, podrán diferenciarse por la tasa de crecimiento (en escala logarítmica). Por último, el indicador oscila alrededor de un valor constante para órbitas periódicas. Para nuestros experimentos introduciremos,

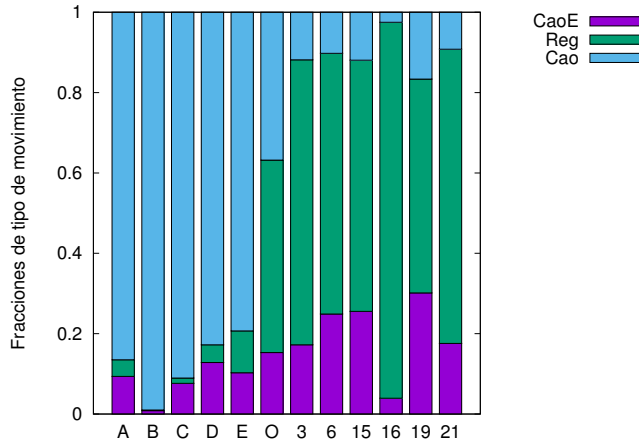


Figura 1: Fracciones de tipo de movimiento (“CaoE” por caótico estable, “Reg” por regular y “Cao” por caótico) para los distintos modelos analizados en el trabajo. Las letras corresponden a modelos Aq, mientras que los números a modelos Au. “O” responde al modelo Aq-A achatado.

además, el uso de una barrera arbitraria para darle sentido físico a las identificaciones de órbitas caóticas: si el OFLI revela dicho carácter antes de 10 Gyr (alrededor de la edad del Universo), entonces denotaremos a la órbita como caótica inestable o simplemente caótica, caso contrario la órbita será considerada caótica estable. Estas últimas son también órbitas caóticas, pero que por toda la edad del Universo se comportan como órbitas regulares.

3. La (i)rrelevancia del caos local

Aplicamos, entonces, el OFLI a las CI cosmológicamente motivadas, representativas de la VS. En la Fig. 1 señalamos, para cada modelo, la fracción de órbitas caóticas estables, regulares y caóticas. Claramente se observa que los porcentajes de caos más altos corresponden a los modelos basados en Aquarius (y que en Maffione et al., 2015, encontramos era menor al 20 %). Podemos interpretar este resultado de la siguiente manera: el caos generado por la forma alargada en la región interna del halo de MO (debido a la pérdida de todas las integrales clásicas de movimiento, salvo la energía), se ve amplificado con la inclusión de las componentes bariónicas (región nuclear, bulbo y disco MN). De esta manera, el halo Aq-B es el de mayor contenido caótico (99.01 %), dado que la triaxialidad interna del halo de MO correspondiente es la más alargada ($T_{\text{int}} = 0.926$). Al modificar artificialmente la triaxialidad interna de uno de los modelos, p. ej. del Aq-A llevándola del valor 0.805 (alargado) al valor 0.315 (achatado; modelo que denominaremos “Aq-O”), nos encontramos con una disminución drástica en la cantidad de órbitas caóticas: del ~ 86 % al 36 %.

Finalmente, tenemos los modelos basados en Auriga, donde los halos de MO fueron evolucionados de manera consistente con la materia bariónica y, por ende, resultaron mucho más achatados en las regiones internas debido a la influencia del disco. Los resultados para estos mode-

los (también en la Fig. 1) presentan porcentajes de caos similares a los obtenidos en Maffione et al. (2015), donde no se tomaba en cuenta la componente bariónica. Particularmente, el menor de los porcentajes se observa para el modelo Au-16 (2.5 %) que es el de simetría más achatada en toda su extensión ($T_{\text{int}} = 0.023$ y $T_{\text{ext}} = 0.021$), en claro acuerdo con nuestra interpretación.

4. Discusión y conclusiones

En el presente trabajo hemos observado que los porcentajes de caos se mantienen por debajo del 20 % para todos los modelos más realistas (Auriga); luego, los procesos de mezcla caótica no parecen contar con una componente caótica (inestable) suficientemente nutrida como para que, en tiempos físicamente relevantes ($\lesssim 10$ Gyr), sean capaces de suavizar la función de distribución local del halo estelar. En otras palabras, presentamos evidencia numérica que muestra que los procesos de mezcla caótica no parecen ser responsables de la ausencia de identificaciones de corrientes en el halo estelar de la vecindad solar.

Cabe mencionar que este resultado se ve favorecido por las últimas investigaciones realizadas con datos provistos por el satélite *gaia* (Perryman et al., 2001), que cuenta con una precisión sin igual en cuanto a información cinemática: i.e. posiciones y velocidades de las estrellas locales. Estos trabajos muestran una gran cantidad de subestructuras coherentes en la vecindad solar (v. g. Helmi et al., 2017), si bien aún lejanas en número a las que predicen los modelos.

Referencias

- Carpintero D. D., Maffione N., Darriba L., 2014, *Astronomy and Computing*, 5, 19
- Cooper A. P., et al., 2010, *MNRAS*, 406, 744
- Fouchard M., et al., 2002, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 83, 205
- Grand R. J. J., et al., 2017, *MNRAS*, 467, 179
- Helmi A., White S. D. M., 1999, *MNRAS*, 307, 495
- Helmi A., et al., 2017, *A&A*, 598, A58
- Hernquist L., 1990, *ApJ*, 356, 359
- Ibata R. A., Gilmore G., Irwin M. J., 1994, *Nature*, 370, 194
- Komatsu E., et al., 2009, *ApJS*, 180, 330
- Launhardt R., Zylka R., Mezger P. G., 2002, *A&A*, 384, 112
- Maffione N. P., et al., 2015, *MNRAS*, 453, 2830
- Miyamoto M., Nagai R., 1975, *PASJ*, 27, 533
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D., 1996, *ApJ*, 462, 563
- Navarro J. F., Frenk C. S., White S. D., 1997, *ApJ*, 490, 493
- Pakmor R., Springel V., 2013, *MNRAS*, 432, 176
- Perryman M. A. C., et al., 2001, *A&A*, 369, 339
- Planck Collaboration et al., 2014, *A&A*, 571, A16
- Plummer H. C., 1911, *MNRAS*, 71, 460
- Smith R., et al., 2015, *MNRAS*, 448, 2934
- Springel V., et al., 2008, *MNRAS*, 391, 1685
- Springel V., 2005, *MNRAS*, 364, 1105
- Springel V., 2010, *MNRAS*, 401, 791
- Vogelsberger M., et al., 2008, *MNRAS*, 385, 236



Desenrollando corrientes estelares con SPADAS

M. F. Mestre^{1,2}, D. D. Carpintero^{1,2}

¹ *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

Contacto / mmestre@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Las observaciones demuestran que es frecuente, en la evolución del Universo, el proceso en el cual una galaxia enana (satélite) es destruida parcial o totalmente debido a los efectos de marea del campo gravitatorio de otra galaxia relativamente más masiva (anfitriona). Al estudiar este proceso destructivo mediante simulaciones numéricas se encuentra que a medida que la galaxia satélite pierde estrellas, estas pasan a formar parte de alguno de los dos brazos de la corriente estelar de marea. Si la corriente mantiene un carácter unidimensional durante algunos períodos, terminará enrollándose alrededor de la galaxia anfitriona, llegando generalmente a solaparse a sí misma en el espacio de configuraciones tridimensional. Poder desenrollar las corrientes estelares es una condición necesaria para poder analizar sistemáticamente la evolución de ciertas propiedades locales a lo largo de la corriente, como son el brillo superficial y la densidad y, además, la de propiedades globales básicas como son la longitud y el espesor medio. Aquí se presenta un método capaz de desenrollar una corriente estelar simulada utilizando solamente las posiciones y velocidades instantáneas de las partículas estelares que la conforman.

Abstract / Observations show that in the evolution of the Universe, the process in which a dwarf (satellite) galaxy is partially or totally destroyed due to the tidal effects of the gravitational field of another relatively more massive (host) galaxy is frequent. Studying this destructive phenomenon through numerical simulations it is found that as the satellite galaxy loses stars, they become part of any of the two tails of the tidal stellar stream. If the stream keeps a unidimensional character during a few dynamical periods, it will end up wrapped around the host galaxy, usually reaching configurations of self-overlapping in the tridimensional configuration space. Being able to unwrap stellar streams is a necessary condition in order to systematically analyse the evolution of certain local properties along the stream such as the surface brightness and the density and, moreover, of basic global properties such as length and mean thickness. Here we present a method capable of unwrapping a simulated stellar stream using only the instantaneous positions and velocities of its particles.

Keywords / galaxies: kinematics and dynamics — galaxies: halos

1. Introducción

Las corrientes estelares pueden presentar muy diversas distribuciones en el espacio de fases. Dicha situación es indicada tanto por las observaciones (Martínez-Delgado et al., 2010; Hernitschek et al., 2017; Carballo-Bello et al., 2018) como por las simulaciones numéricas (Amorisco, 2015, 2017; Hendel & Johnston, 2015; Carlberg, 2017; Garling et al., 2018). En particular, las corrientes estelares pueden presentar múltiples vueltas alrededor de la galaxia anfitriona, mostrando superposición sobre sí mismas al mirar en proyecciones del espacio de fases como son el espacio de posiciones o de velocidades. En la Fig. 1 puede apreciarse un ejemplo de dicho solapamiento para una corriente estelar simulada durante 10 Ga. Los detalles relevantes del modelo pueden consultarse en la Sec. 3.

Gibbons et al. (2014) explican que este solapamiento prohíbe el uso de cualquier coordenada angular para parametrizar la ubicación de una partícula a lo largo de la corriente. A pesar de la importancia de este hecho para el estudio sistemático de las propiedades de las corrientes simuladas, no existe solución general. Gibbons et al. (2014) presentan un método limitado a corrientes estelares que cumplan con la fuerte hipótesis de que las partículas en el brazo adelantado/rezagado posean ra-

dios galactocéntricos menores/mayores que el radio correspondiente al progenitor.

Este método falla al intentar desenrollar nuestras corrientes simuladas, incluso en el caso de las órbitas regulares. Esto tiene sentido porque nuestras corrientes, que evolucionan en un potencial triaxial, no satisfacen la mencionada hipótesis.

En este trabajo logramos desenrollar corrientes estelares realizando una estimación precisa de la distancia a lo largo de la corriente desde cada partícula estelar hasta una dada punta de la corriente. Para tal fin, utilizaremos como herramienta un conocido algoritmo de la teoría de grafos. Hemos nombrado a nuestro método “algoritmo del camino más corto para la distancia a lo largo de una corriente” (SPADAS por sus siglas en inglés). Es el primer método capaz de calcular la distancia a lo largo de una corriente estelar.

En la Sec. 2. se presentan conceptos de la herramienta matemática utilizada. En la Sec. 3. se dan detalles del sistema utilizado. En la Sec. 4. se implementa SPADAS. Finalmente, en la Sec. 5. se dan las conclusiones.

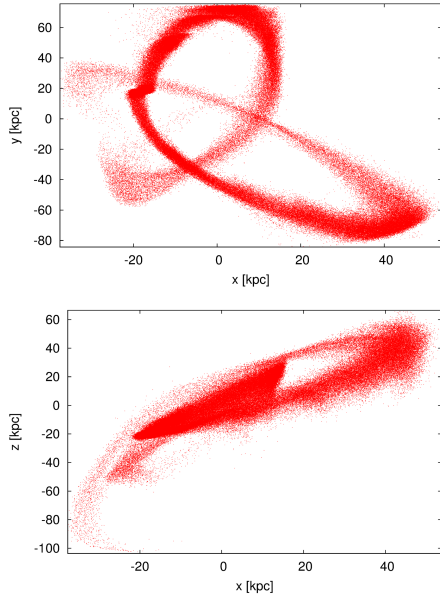


Figura 1: Ejemplo de auto superposición en el espacio de configuraciones correspondiente a una corriente estelar simulada de 10 Ga de edad. Los detalles relevantes de la simulación se brindan en la Sec. 3.

2. La herramienta matemática

Un grafo* es un par (V, E) , donde V es un conjunto de vértices y E es un conjunto de bordes. Cada borde es un subconjunto $\{v, u\}$ de dos elementos de V . Los bordes pueden tener dirección que usualmente es indicada con una flecha. Además, los bordes pueden tener peso.

Veamos un ejemplo con 17 partículas distribuidas en el plano. Definimos un grafo cuyos vértices sean estas 17 partículas, cuyos bordes conecten cada partícula solamente con sus $k = 3$ vecinas más cercanas usando distancia euclídea bidimensional y donde la dirección esté definida así: si la partícula v es una de las tres vecinas más cercanas de la partícula u , entonces la dirección está dada por $v \rightarrow u$ (v y u son, respectivamente, cola y cabeza de la flecha). A cada borde le asignamos un peso igual a la distancia euclídea bidimensional. La Fig. 2 muestra una representación del grafo, donde los bordes que comparten el mismo vértice como cola de flecha son identificados con el mismo color.

Ahora utilizamos el algoritmo de DIJKSTRA (Cormen et al., 1990) para encontrar la distancia más corta entre cada vértice del grafo y un dado vértice, llamado fuente, teniendo en cuenta los pesos asignados.

A modo de ejemplo, en la Fig. 2 se ha marcado con una línea punteada la trayectoria más corta encontrada entre dos vértices del grafo.

3. El modelo

La mayoría de los detalles del modelo utilizado carecen de importancia respecto de la implementación del méto-

*Una introducción al tema con varios ejemplos puede encontrarse en Vildhøj & Wind (2012).

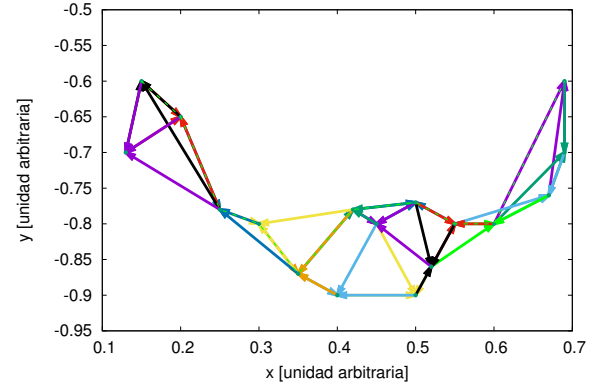


Figura 2: Representación de un grafo. Lo componen 17 partículas (vértices) en el plano $x - y$. Sus bordes conectan a cada partícula con sus tres partículas más cercanas, siendo la distancia euclídea bidimensional la que determina los pesos de los mismos. Se ha marcado con línea punteada el camino más corto entre dos vértices. Dicho recorrido va de izquierda a derecha utilizando solamente las flechas del grafo.

do. A continuación mencionamos los datos más importantes. La galaxia anfitriona es modelada con un halo de materia oscura analítico que es una generalización triaxial del perfil NFW de masa y radio virial iguales a $1.5 \times 10^{12} M_{\odot}$ y 242 kpc, respectivamente. El progenitor es modelado inicialmente por una esfera de Plummer cuya masa total es aproximadamente $1.6 \times 10^8 M_{\odot}$ y su radio característico es de ~ 0.6 kpc, situado inicialmente cerca de un apocentro a 80 kpc del centro galáctico. Estos valores de masa y radio corresponden a estimaciones hechas para la galaxia enana Sculptor de acuerdo con Breddels et al. (2013).

4. El método

Se desea conocer la distancia a lo largo de la corriente (DAS por sus siglas en inglés) desde cada partícula hasta una dada punta.

Las corrientes estelares rara vez se superponen a sí mismas en el espacio de fases 6D durante la etapa de forma elongada, casi unidimensional. En otras palabras, cuando dos secciones diferentes de una corriente se superponen en el espacio de configuraciones, no lo hacen simultáneamente en el espacio de velocidades. Esta característica motiva trabajar con una métrica en el espacio de fases para desenrollar las corrientes.

Sean d_x y d_v las distancias euclídeas en los espacios de posición y velocidad, respectivamente. Definimos la distancia generalizada en el espacio de fases como: $d_{xv} \equiv \sqrt{d_x^2 + \beta^2 d_v^2}$, donde β es un factor de escala entre el espacio de velocidades y el de posiciones. Una receta correcta para la elección de dicho parámetro es calcular el cociente entre el radio característico y la rapidez relativa característica del progenitor inicial. En el presente caso se utilizó $\beta = 1/20$.

Luego, la selección de los $k = 20$ vecinos más cercanos a cada partícula es realizada con esta distancia generalizada. Esto ayuda a prevenir que falsos vecinos

formen conexiones en el grafo en el caso de corrientes que se solapan a sí mismas en el espacio de configuraciones, de acuerdo a las consideraciones geométricas anteriormente explicadas. A su vez, para reforzar el rechazo de falsos vecinos al construir las conexiones del grafo, se decidió descartar aquellos que cumplieran $|d_x| > 20$ kpc y/o $|d_v| > 100$ km s⁻¹. La dirección de los bordes obedece la misma lógica que en la Sec. 2.

Para terminar de construir el grafo, falta asignar el peso de cada borde. El mismo es simplemente la correspondiente distancia euclídea en el espacio de configuraciones, d_x . De esta forma, al realizar la búsqueda de las trayectorias más cortas, se obtendrán caminos en el espacio de posiciones.

La búsqueda del camino más corto es realizada dos veces. La primera vez se realiza con el progenitor como vértice-fuente para poder ubicar cuál es la partícula más alejada (a lo largo de la corriente) del progenitor. Es decir, con la primera búsqueda se encuentra el extremo del brazo más largo de la corriente estelar. La segunda búsqueda se realiza con dicho extremo como vértice-fuente. El resultado de estas tareas es la distancia-grafo a lo largo de la corriente (G-DAS por sus siglas en inglés) de cada partícula de la misma. Esta cantidad provisoria ya permite desenrollar la corriente.

4.1. La verdadera distancia

La estimación G-DAS no sólo permite desenrollar la corriente, sino que también permite, mediante una adecuada separación en intervalos y un promediado a lo largo de la misma, construir su columna vertebral, que es una estructura unidimensional ubicada en un espacio de fases 6D. Una vez construida, es posible obtener la verdadera DAS mediante la proyección de cada partícula de la corriente sobre dicha columna y el posterior cálculo de la distancia euclídea usual (3D) a lo largo de la misma.

La Fig. 3 compara la G-DAS con la verdadera DAS de cada una de las partículas pudiéndose apreciar el buen acuerdo entre ambas. La Fig. 4 despliega las partículas en el plano $x-y$ coloreadas de acuerdo al valor de DAS de cada una respecto al valor del progenitor. A su vez, se ha graficado la columna vertebral con línea punteada negra. Los valores positivos de esta cantidad corresponden al brazo adelantado de la corriente mientras que los valores negativos corresponden al brazo rezagado.

5. Conclusiones

Nuestro método numérico, basado en un algoritmo de la teoría de grafos, logra calcular la distancia a lo largo de una corriente estelar y desenrollarla. Se basa en las siguientes características: (i) Los vecinos son elegidos de acuerdo a su proximidad en el espacio de fases (6D) utilizando una norma-2 generalizada. (ii) Los pesos asignados a cada borde del grafo son las correspondientes distancias euclídeas del espacio de configuraciones (3D). Esto asegura que los caminos más cortos encontrados sean las distancias en el espacio de posiciones. (iii) Con el objetivo de obtener una DAS correcta incluso en el caso de auto solapamiento de la corriente en

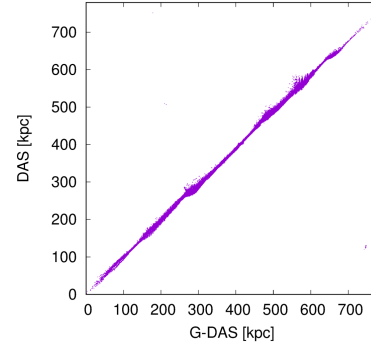


Figura 3: Comparación entre G-DAS y DAS.

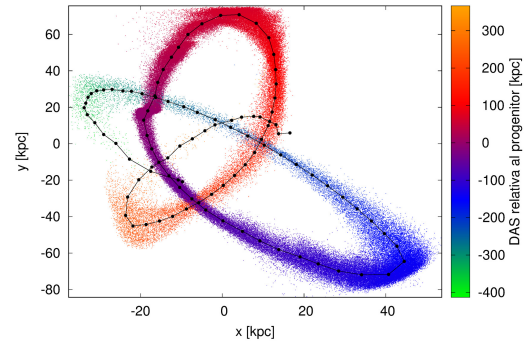


Figura 4: DAS permitiendo desenrollar una corriente estelar que se superpone a sí misma más de una vez en el espacio de configuraciones (ver Fig. 1). La columna vertebral de la corriente está graficada con línea punteada negra.

el espacio de posiciones, las partículas son proyectadas sobre una columna vertebral que vive en el espacio de fases. Finalmente, se calcula la distancia euclídea usual a lo largo de la proyección de la columna vertebral sobre el espacio de configuraciones.

Agradecimientos: MFM agradece a Amina Helmi por su gran ayuda al empezar a trabajar con corrientes estelares y al programa Erasmus Mundus EURICA. Este trabajo fue financiado con subsidios del CONICET (PIP0436) y de la UNLP (G127).

Referencias

- Amorisco N. C., 2015, MNRAS, 450, 575
- Amorisco N. C., 2017, MNRAS, 464, 2882
- Breddels M. A., et al., 2013, MNRAS, 433, 3173
- Carballo-Bello J. A., et al., 2018, MNRAS, 474, 683
- Carlberg R. G., 2017, ApJ, 838, 39
- Cormen T. H., Leiserson C. E., Rivest R. L., 1990, Introduction to algorithms
- Garling C., et al., 2018, ApJ, 852, 44
- Gibbons S. L. J., Belokurov V., Evans N. W., 2014, MNRAS, 445, 3788
- Hendel D., Johnston K. V., 2015, MNRAS, 454, 2472
- Hernitschek N., et al., 2017, ApJ, 850, 96
- Martínez-Delgado D., et al., 2010, AJ, 140, 962
- Vildhøj H., Wind D., 2012, Supplementary Notes for Graph Theory I. Technical University of Denmark



The interstellar medium: from molecules to star formation

S. Paron¹

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

Contact / sparon@iafe.uba.ar

Resumen / El medio interestelar (MIE) es un medio extremadamente complejo que contiene toda la materia necesaria para la formación de estrellas y sistemas planetarios. El MIE se encuentra en permanente interacción con la radiación, turbulencia, campos magnéticos y gravitatorios, y partículas aceleradas. Todo lo que ocurre en este medio tiene consecuencias en la dinámica y evolución de la galaxia, resultando así ser el enlace que relaciona las escalas estelares con las galácticas. El estudio del MIE es entonces fundamental para avanzar de una manera integral en el conocimiento de la astrofísica estelar y galáctica. En este trabajo se presenta un resumen de lo que conocemos hoy en día sobre la física y química de este medio, haciendo especial énfasis en la formación de estrellas, y cómo éstas a través de los procesos relacionados a su nacimiento y evolución, se interrelacionan con el medio que las rodea y contiene.

Abstract / The interstellar medium (ISM) is a very complex medium which contains the matter needed to form stars and planets. The ISM is in permanent interaction with radiation, turbulence, magnetic and gravitational fields, and accelerated particles. Everything that happens in this medium has consequences on the dynamics and evolution of the Galaxy, resulting the link that relates the stellar scale with the galactic one. Thus, the study of the ISM is crucial to advance in the knowledge of stellar and galactic astrophysics. In this article I present a summary of what we know about the physics and chemistry of this medium, giving a special emphasis on star formation, and how the processes related to the stars birth and evolution interrelate with the environment that surrounds them.

Keywords / ISM: structure — ISM: kinematics and dynamics — ISM: molecules — stars: formation

1. Defining and classifying the interstellar medium

All in the Galaxy is embedded in the interstellar medium (ISM), which is a dynamic, ever-changing environment. We can say that the Galaxy, besides the dark matter, is composed by stars and regular matter distributed between them, which conforms a medium of low density. The ISM is not homogeneous, indeed it can have, from place to place, very different physical and chemical conditions according to the influence of the radiation, turbulence, magnetic fields, and cosmic rays. In that sense it is not possible to classify the ISM among well defined components, and thus, in the literature it is usually given schematic classifications, such as in Lequeux (2005) (see Table 1), or in Tielens (2005), among others.

Table 1 shows that all the ISM phases or components are extremely tenuous comparing with terrestrial environments. For instance, if we consider even the densest phase, i.e. the molecular phase, which can have densities from some 10^3 to about 10^7 cm^{-3} , this is several orders of magnitude less dense than, for example, the atmosphere of our planet that contains about 10^{19} molecules per cm^3 .

The matter of the ISM represents about 5% of the total stellar mass in the Galaxy, and its composition is about 70% hydrogen, 28% helium, and 2% of heavy elements (Lequeux, 2005). In turn, these elements can be neutral or ionized, and can be assambled into molecules. From the total matter of the ISM, the fraction of atomic

Table 1: Schematic classification for the components of the ISM from Lequeux (2005).

Phase		Density (cm^{-3})	Temperature (K)
Atomic (HI)	Cold	$\simeq 25$	$\simeq 100$
	Warm	$\simeq 0.25$	$\simeq 8 \times 10^3$
Molecular (H_2)		$\geq 10^3$	≤ 100
Ionized	HII regions	$\simeq 1 - 10^4$	$\simeq 10^4$
	Diffuse	$\simeq 0.03$	$\simeq 8 \times 10^3$
	Hot	$\simeq 6 \times 10^{-3}$	$\simeq 5 \times 10^5$

ionized matter is 23%, while the atomic neutral matter represents a 60%. Finally, the portion of molecular matter is about 17% (Draine, 2011).

In spite of being a medium of low density and representing a small fraction of the total mass in the Galaxy, the ISM is extremely important for the galactic evolution. It contains all the matter to form new generations of stars and planets, and its molecular phase is composed by complex molecules, including pre-biotic ones. Thus, this article is focused on the molecular component of the ISM and the star formation processes that occur in it.

2. Molecules in the ISM

Although astronomical molecules are detected in diverse astrophysical environments, the molecular material in general, and the complex molecules in particular, are

mainly associated with molecular clouds and their dense clumps, which comprises both a gaseous phase and a solid one of small dust particles. The analysis of the molecular spectra and the chemical chains of reactions that yield different molecular species are useful to probe the ISM components and the processes that occur in it. The molecular spectra give physical information on the gas and dust. In particular, rotational and vibrational spectra tell us about the density and temperature of the gas as well as the kinematics of it, such as collapse and rotation (Herbst & van Dishoeck, 2009).

The richness of the molecular component of the ISM is evidenced by the large number of known molecules. Up to date around 200 molecular species have been identified in the ISM or circumstellar shells. For a quick revision of the known molecules I recommend to visit <https://www.astro.uni-koeln.de/cdms/molecules> from the University of Cologne, where it can be found an up to date list of molecules ordered by the number of atoms that compose them. Another interesting website where it is presented the known molecules ordered as chronologically discovered is: http://www.astrochymist.org/astrochymist_ism.html from the site <http://www.astrochymist.org/>, where there are much information and links about astrochemistry. As can be seen from these catalogues and from many works in the literature (see for example Ehrenfreund & Charnley 2000; Herbst & van Dishoeck 2009; Belloche et al. 2013; Bonfand et al. 2017), a large number of the known molecular species are complex and organic molecules.

2.1. Complex molecules: the role of the dust

Due to the low densities, the intense UV radiation and the constant flux of cosmic rays, the main chemical reactions in the ISM should be quite different than those that take place in our planet. Nowadays it is well established that the main chemical reactions in the ISM are the ion-molecule reactions, and the chemistry on the surface of the interstellar dust. The first one is part of the gas-phase chemistry, which also includes others reactions such as radiative association, dissociative recombination, neutral-neutral reaction, and photodissociation and photoionization. For a review of these chemical processes, and their relative importance, see for example Lequeux & Roueff (1991), Herbst (1995), and Lequeux (2005). A more recent overview of astrochemistry with extensive reference lists can be found in Tielens (2013). Here, I focus on the role of the interstellar dust in the formation of complex molecules in dark clouds, the sites of star formation.

The interstellar dust is the main component of the ISM responsible for the visual extinction (Figure 1) and the study of its composition began about a century ago. For instance, Spitzer (1941) proposed, not so wrongly, the presence of metallic particles embedded in the clouds distributed in the galactic plane. Along the years much effort was done in order to explain the composition of this solid component. In this context, for example Gould & Salpeter (1963), following van de Hulst (1949), considered dust grains that consist of something in between



Figure 1: Beverly Lynds Dark Nebula 183. This is an example of the visual extinction due to the presence of interstellar dust. Image extracted from <https://apod.nasa.gov/apod/ap171021.html>; credit & copyright: Fabian Neyer.

a hydrogen-bonded crystal (ice) and a molecular crystal, while Stecher & Williams (1966) mentioned grains of pure-graphite. To mention a flamboyant case, Hoyle & Wickramasinghe (1979a,b) suggested that microbiological systems such as virus, bacteria, and algae could explain the interstellar extinction. Nowadays we know that the solid component of the ISM is composed by tiny solid particles of $\sim 0.01 - 0.5 \mu\text{m}$ in size consisting of silicates and carbonaceous material (Draine, 2003; Draine & Li, 2007), and in the cold dense clouds, the gas-phase chemical species condense on them forming icy mantles (see Fig. 2 left).

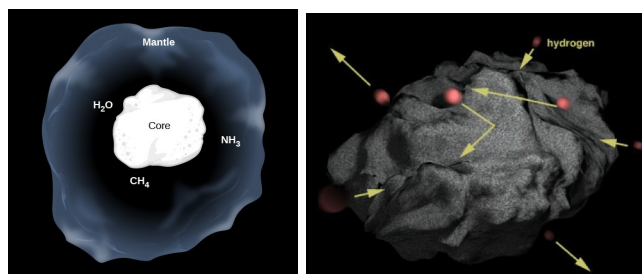


Figure 2: Left: Cartoon of a dust grain with an icy molecular mantle (image extracted from the cosmic-dust chapter in <https://courses.lumenlearning.com/astronomy/>). Right: Cartoon of the interaction of hydrogen atoms with a dust grain (image from Vidalí 2013a).

The interstellar dust is responsible of the formation of the most basic and abundant molecule in the Universe, the molecular hydrogen (H_2). Roughly, the principle of H_2 formation is simple: two H atoms stick

onto a dust grain, encounter one another and form the molecule (Hollenbach & Salpeter, 1971). This stickiness process can be due to physical and/or chemical adsorption (e.g. Vidal 2013b), which depends on the dust temperature, composition, and presence, or not, of a mantle. Once on the surface, the H atom can evaporate or hop across it until encountering another H atom and form the molecule (Fig. 2 right). Finally, H_2 stays on the surface until a temperature is reached that allows its evaporation, injecting the simplest molecule to the gas-phase of the ISM.

The role of the interstellar dust in the most complex chemistry that take place in the ISM is crucial. This is because they contribute to enrich the gas-phase with simple and quite complex molecular species formed onto them, and shield regions from the UV radiation, protecting in some cases large chemical chains. Indeed many molecules can form on grains. Some can form inside the mantles, and others on the grain surface, which can take part in further surface chemical reactions. The dust chemistry is in permanent association with the gas-phase chemistry (Hocuk & Cazaux, 2015). The molecular species formed in both the mantles and the dust surface can be injected into the gas-phase through evaporation due to the absorption of UV photons (photo-desorption), or heating (thermal-desorption), or by escaping after total or partial grain disruption produced by collisions (see e.g. D'Hendecourt et al. 1985; Bisschop et al. 2007; Miura et al. 2017). Figure 3 illustrates some of these processes.

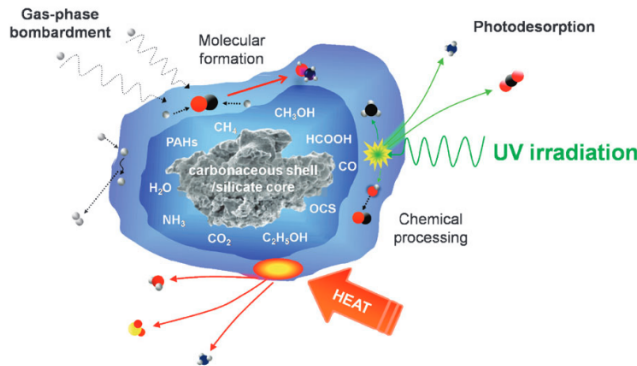


Figure 3: Schematic illustration of some processes that take place on icy grains. Image from Burke & Brown (2010).

Since the stars form in dark and cool regions plenty of interstellar dust which, as we see, favours the complex chemistry, understanding the chemical evolution of star-forming regions is a central topic. By one side, it is important because the chemistry is present along the whole process of stars and planets formation, which, moreover can lead to the biology; and on the other side, the chemistry can be used to probe the physical conditions of such regions (Gerner et al., 2014).

Next Section focuses on star formation processes in the context of the ISM as a dynamic and ever-changing environment.

3. Star formation

Taking into account that all in the ISM is under interaction, it is not possible to think the star formation as an isolated process. This is the reason why since some decades the so-called triggered star formation mechanisms are being investigated, mainly in the case of the formation of massive stars, in which one, or several events compress the molecular gas and initiate its collapse. In this Section, I review some of these star-forming processes and show the usual procedures to investigate them.

3.1. Collect and collapse

One of the star forming triggered processes that has been widely studied around HII regions is the so called “collect and collapse” (CC). It was early proposed by Elmegreen & Lada (1977) and numerically treated by Whitworth et al. (1994b,a). In such process, during the supersonic expansion of an HII region, a dense layer of material can be collected between the ionization and the shock fronts. Then this layer can be fragmented in massive condensations that then can collapse to lead the formation of new massive stars and/or clusters.

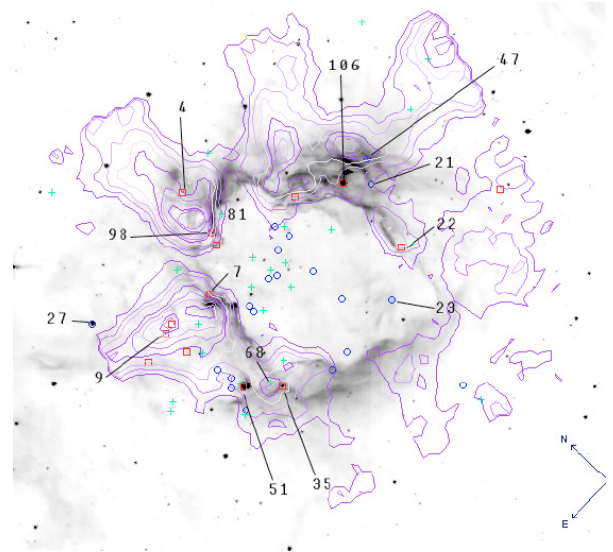


Figure 4: Example of a molecular shell surrounding an HII region with presence of YSOs. The image was extracted from Pomarès et al. (2009). The borders of the HII region are traced with the $8 \mu m$ emission (in gray) and the molecular shell, shown in contours, is mapped through the emission of ^{13}CO . Red squares are the positions of Class I sources, i.e. the youngest YSOs.

To investigate whether the CC process is ongoing, firstly, using molecular and/or dust emission, we look for a dense molecular shell surrounding the ionized gas of an HII region, or molecular massive fragments regularly spaced along the ionization front. Then, it is necessary to perform a search and analysis of point sources related to the molecular shell or fragments in order to determine whether they are young stellar objects (YSOs).

Finally, if a molecular shell and associated YSOs are found surrounding the HII (see Fig. 4), in order to establish whether the CC mechanism is responsible of that, a comparison between the dynamical age of the HII region and the fragmentation time predicted by the theoretical models must be done. This kind of investigations can be found in many works in the literature, see for example Deharveng et al. (2009), Pomarès et al. (2009), Zavagno et al. (2010), and Duronea et al. (2017).

It is important to note that several processes can trigger star formation in the vicinity of HII regions, and the mere finding of a molecular shell surrounding an HII region should not be interpreted as a conclusive probe of the CC mechanism. In fact, this process can be acting in combination with others (e.g. Walch et al. 2015; Deharveng et al. 2015) such as the radiative driven implosion, which is discussed in the next Section.

3.2. Radiative driven implosion

Another triggered mechanism of star formation that may occur around HII regions is the radiation-driven implosion (RDI), first proposed by Reipurth (1983). This process can begin when the ionization front from the HII region moves over a molecular condensation, which generates a dense outer shell of ionized gas, usually called the ionized boundary layer (IBL). If the IBL is over-pressured with respect to the interior of the molecular condensation, shocks are driven into it compressing the molecular material until the internal pressure is balanced with the pressure of the IBL. At this stage, clumps within the compressed molecular feature can collapse leading to the creation of a new generation of stars (Bertoldi & McKee, 1990; Lefloch & Lazareff, 1994). Recent theoretical and observational studies of pillars, molecular features that are related to HII regions, and possible star formation linked to them can be found in Tremblin et al. (2012, 2013) and Hartigan et al. (2015). Figure 5 shows pillar-like structures pointing to the open border of an HII region, suggesting that they were sculpted by the ionization flux and hence are suitable features to investigate RDI. This kind of scenarios are compatible with the theoretical models developed by Gritschneder et al. (2009a,b), from which they show that the formation of pillar-like structures can be explained by the radiation from hot stars penetrating through low density interclump channels in the molecular clouds. In addition, these models also predict the formation of a new generation of stars in the pillars heads.

To investigate such a process it is necessary to estimate the ionized and neutral gas densities at the IBL and at the interior of the radiation exposed molecular structure, respectively. The first one can be obtained quite directly from, for example, observations of the radio continuum emission from the ionized gas at the IBL, or indirectly based on, knowing the spectral type of the HII region exciting star(s), an estimate of the amount of UV photons arriving to the molecular structure. In the case of the neutral gas density at the interior of the irradiated molecular feature, it can be derived directly from molecular observations. Once one has the densities values, external and internal pressures can be derived in

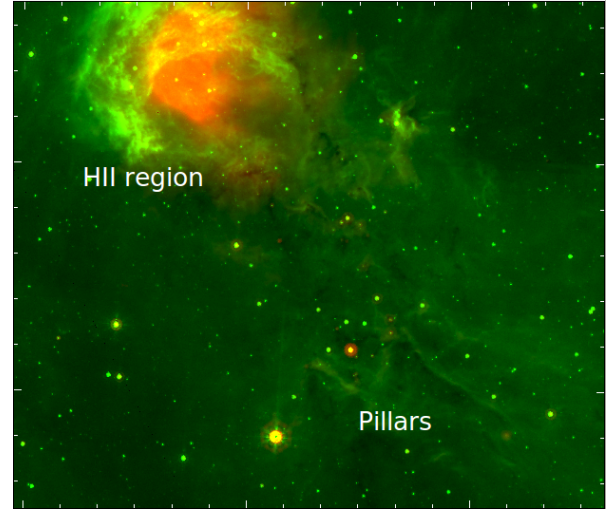


Figure 5: Example of an HII region irradiating pillar-like shape molecular condensations. The 8 and 24 μm emissions are displayed in green and red, respectively. From Paron et al. (2017).

order to compare them and evaluate whether the RDI process is at work (e.g. Thompson et al. 2004; Ortega et al. 2013). On the other side, Bisbas et al. (2011) show, in numerical simulations, that it is also possible to study the RDI process only evaluating the incident ionizing flux over the molecular structure.

Additionally, this kind of molecular structures exposed to the UV ionization from an HII region are perfect sites to probe the ion-molecule reactions. For instance, the detection of molecular species such as HCN, HNC, H_3O^+ , HCO^+ , among others, towards the tips of the irradiated molecular structures allows us to study chemical chains in which the radiation has an important role and to probe the influence of the UV irradiation in the dense gas (Graninger et al., 2014; Chenel et al., 2016; Paron et al., 2017).

3.3. Cloud-cloud collisions

Taking into account the dynamics of the ISM, collisions between molecular clouds could happen frequently. Cloud-cloud collisions were proposed as another important triggered star formation process. Early observational evidence of such a mechanism was presented by Loren (1976), and later it was numerically studied by Habe & Ohta (1992). The cloud-cloud collision generates a dense gas layer at the interface of the collision where it can be induced the formation of dense self-gravitating clumps (Fig. 6). At this interface the magnetic field and the gas turbulent velocity amplify, which increase the mass accretion rate of the clumps leading to the formation of high mass stars (Inoue & Fukui, 2013).

To perform observational studies of this mechanism, signatures of collision must be detected using molecular lines observations, and young massive stellar objects related to the molecular structure have to be observed embedded in the junction of the colliding clouds. One important signature characteristic of the collision be-

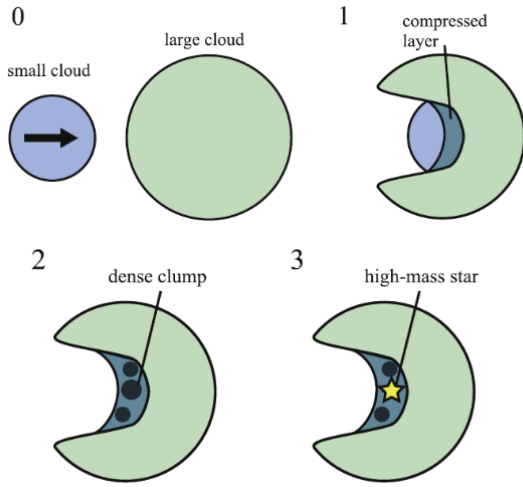


Figure 6: Schematic illustration of triggered star formation due to cloud-cloud collisions as studied in Habe & Ohta (1992). Image from Torii et al. (2017).

tween two dissimilar clouds is the cavity generated on the larger cloud (see Fig. 6). Thus, observing cavities and discarding that they are product of the expansion of an HII region and/or winds from massive stars is important to investigate whether collision between clouds could have happened (Torii et al., 2015). Another observational signature of cloud-cloud collision is the bridge feature that can be seen in a position-velocity diagram from emission of molecular lines (see Fig. 7). This feature probes the enhancement of the turbulent motion of the gas at the interface between both colliding clouds (Haworth et al., 2015; Fukui et al., 2016; Torii et al., 2017).

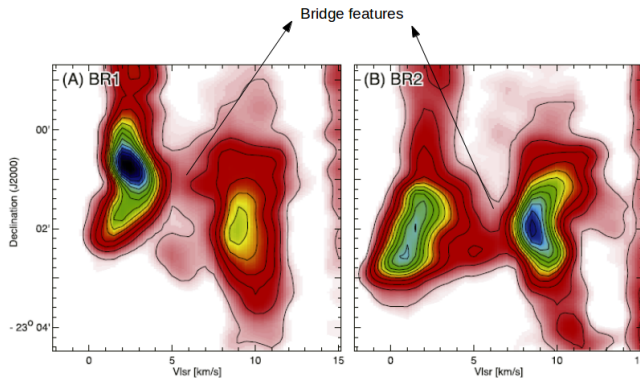


Figure 7: Position-velocity diagrams of the ^{12}CO J=3–2 emission towards a region where two clouds are likely colliding. Image from Torii et al. (2017).

3.4. Intrinsic processes

After the above enumeration of some of the main triggered star formation mechanisms, this Section presents a few words concerning to some intrinsic processes related

to the formation of a new star which have consequences in the surrounding ISM, such as jets and winds.

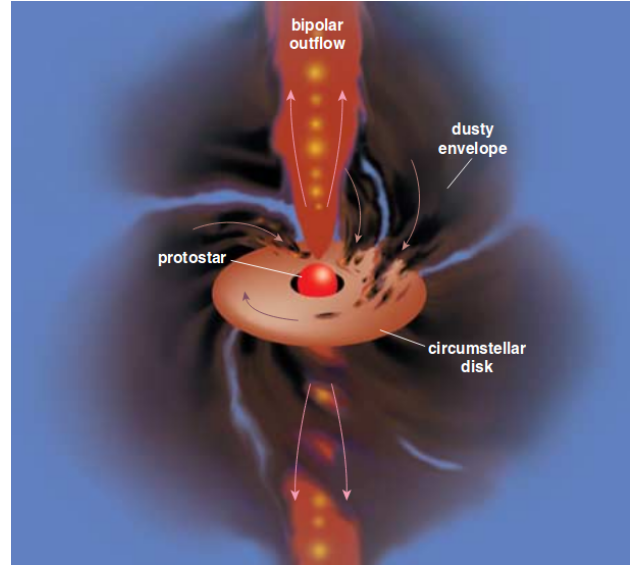


Figure 8: Typical sketch of the intrinsic processes occurring during the formation of a star. Image from Greene (2001).

Figure 8 displays a typical sketch of the main star formation processes and features: an accretion disk that extracts matter from the molecular envelope and feeds the central object, while powerful winds emanate from the poles of it, forming bipolar jets that sweep up molecular material generating the so called molecular outflows. There is a lot of literature concerning to these star forming processes, for example a recent review about protostellar outflows can be found in Bally (2016), and for a more global treatment see McKee & Ostriker (2007), who presented a framework to build a comprehensive theory of star formation, that as the authors mentioned, will be tested by the next generation of telescopes. After a decade of this review, I think that we are beginning to do this work.

For instance, recently Bjerkeli et al. (2016) presented an important observational result: from molecular line observations towards a YSO in TMC1A using the Atacama Large Millimeter Array, it was demonstrated that the outflowing gas is launched from an extended region, and not from a region very close to the protostar as shown in Fig. 8. This result tends to prove that the outflowing activity may be due to winds from the disk.

Another observational results that changed the ideal picture of Fig. 8, is that the jets and outflows do not always appears aligned. Jets may present S- and Z-shaped symmetries, which indicate that the outflow axis has changed over time, probably due to precession induced by a companion, interactions with companion stars, or by the misalignment between the protostar rotation axis and magnetic fields (Bally et al., 2007; Lewis et al., 2015). Additionally, C-shaped morphology in jets may indicate motion of surrounding gas or motion of the outflow source itself. Figure 9 displays, with great detail, the typical features observed at near-IR of a pre-

cessing jet: a cone-shaped nebula with some arc-like features. These structures are evidences of a cavity cleared in the circumstellar material that shines at near-IR due to radiation from the central protostar that is scattered at the inner walls of the cavity, emission from warm dust, and lines emission ([FeII], shock-excited H₂, between others). Studying the outflow (a)symmetries is an important issue because it provides information about the dynamical environment of the outflows engine and the interstellar medium in which they spread.

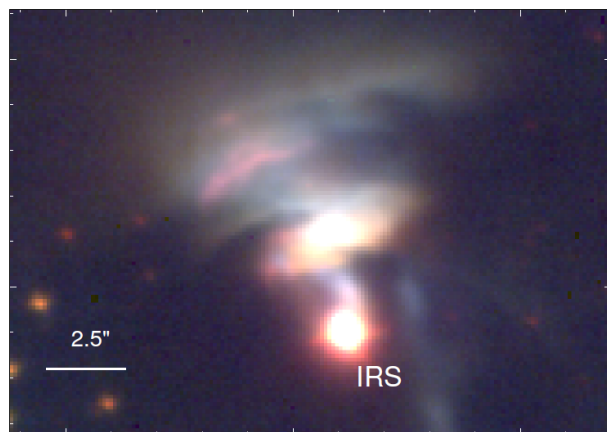


Figure 9: Example of circumstellar features at near-IR observed towards a jet precessing YSO. The angular resolution of this image is about 0.5 arcsec, which taking into account the distance to the source, represents 400 AU. Image from Paron et al. (2016).

Finally, and related to the beginning of this article, it is important to note that the stellar jets and outflows have deep implications in the chemistry of the cloud in which the stellar object is embedded. Either due to collisions between the jet and cloud, or the radiation generated by the central object and the jet itself, the chemistry can drastically change through ionization and/or evaporation of molecular species from the dust grains. Many molecules form at the interfaces between protostellar outflows and their natal molecular clouds (van Dishoeck & Blake, 1998; Lim et al., 2001; Williams et al., 2002; Codella et al., 2006; Rollins et al., 2014), and their observation sheds light on such star forming process and its interaction with the medium.

Acknowledgements: I thank to the SOC and LOC of the 60 Meeting of the Asociación Argentina de Astronomía for the invitation to give a talk and to present this invited report in BAAA. I am grateful with Dr. M. Ortega for some useful comments to this article. This work was partially supported by grants awarded by CONICET, ANPCYT and UBA (UBACyT) from Argentina.

References

- Bally J., Reipurth B., Davis C. J., 2007, *Protostars and Planets V*, pp 215–230
- Bally J., 2016, *ARA&A*, 54, 491
- Belloche A., et al., 2013, *A&A*, 559, A47
- Bertoldi F., McKee C. F., 1990, *ApJ*, 354, 529
- Bisbas T. G., et al., 2011, *ApJ*, 736, 142
- Bisschop S. E., et al., 2007, *A&A*, 465, 913
- Bjerkeli P., et al., 2016, *Nature*, 540, 406
- Bonfand M., et al., 2017, *A&A*, 604, A60
- Burke D. J., Brown W. A., 2010, *Phys. Chem. Chem. Phys.*, 12, 5947
- Chenel A., et al., 2016, *J. Chem. Phys.*, 144, 144306
- Codella C., et al., 2006, *ApJL*, 644, L41
- Deharveng L., et al., 2009, *A&A*, 496, 177
- Deharveng L., et al., 2015, *A&A*, 582, A1
- D’Hendecourt L. B., Allamandola L. J., Greenberg J. M., 1985, *A&A*, 152, 130
- Draine B. T., Li A., 2007, *ApJ*, 657, 810
- Draine B. T., 2003, *ARA&A*, 41, 241
- Draine B. T., 2011, *Physics of the Interstellar and Inter-galactic Medium*, Princeton University Press, ISBN: 978-0-691-12214-4
- Duronea N. U., et al., 2017, *A&A*, 606, A8
- Ehrenfreund P., Charnley S. B., 2000, *ARA&A*, 38, 427
- Elmegreen B. G., Lada C. J., 1977, *ApJ*, 214, 725
- Fukui Y., et al., 2016, *ApJ*, 820, 26
- Gerner T., et al., 2014, *A&A*, 563, A97
- Gould R. J., Salpeter E. E., 1963, *ApJ*, 138, 393
- Graninger D. M., et al., 2014, *ApJ*, 787, 74
- Greene T., 2001, *American Scientist*, 89, 316
- Gritschneider M., et al., 2009a, *ApJL*, 694, L26
- Gritschneider M., et al., 2009b, *MNRAS*, 393, 21
- Habe A., Ohta K., 1992, *PASJ*, 44, 203
- Hartigan P., et al., 2015, *AJ*, 149, 101
- Haworth T. J., et al., 2015, *MNRAS*, 450, 10
- Herbst E., van Dishoeck E. F., 2009, *ARA&A*, 47, 427
- Herbst E., 1995, *Annual Review of Physical Chemistry*, 46, 27
- Hocuk S., Cazaux S., 2015, *A&A*, 576, A49
- Hollenbach D., Salpeter E. E., 1971, *ApJ*, 163, 155
- Hoyle F., Wickramasinghe C., 1979a, *Ap&SS*, 65, 241
- Hoyle F., Wickramasinghe C., 1979b, *Ap&SS*, 66, 77
- Inoue T., Fukui Y., 2013, *ApJL*, 774, L31
- Lefloch B., Lazareff B., 1994, *A&A*, 289, 559
- Lequeux J., Roueff E., 1991, *Physics Reports*, 200, 241
- Lequeux J., 2005, *The Interstellar Medium*, Astronomy and Astrophysics Library, Berlin: Springer.
- Lewis B. T., Bate M. R., Price D. J., 2015, *MNRAS*, 451, 288
- Lim A. J., Rawling J. M. C., Williams D. A., 2001, *A&A*, 376, 336
- Loren R. B., 1976, *ApJ*, 209, 466
- McKee C. F., Ostriker E. C., 2007, *ARA&A*, 45, 565
- Miura H., et al., 2017, *ApJ*, 839, 47
- Ortega M. E., et al., 2013, *A&A*, 556, A105
- Paron S., Fariña C., Ortega M. E., 2016, *A&A*, 593, A132
- Paron S., et al., 2017, *MNRAS*, 470, 4662
- Pomarès M., et al., 2009, *A&A*, 494, 987
- Reipurth B., 1983, *A&A*, 117, 183
- Rollins R. P., et al., 2014, *MNRAS*, 443, 3033
- Spitzer Jr. L., 1941, *ApJ*, 93, 369
- Stecher T. P., Williams D. A., 1966, *ApJ*, 146, 88
- Thompson M. A., Urquhart J. S., White G. J., 2004, *A&A*, 415, 627
- Tielens A. G. G. M., 2005, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, ISBN 0521826349. Cambridge, UK: Cambridge University Press.
- Tielens A. G. G. M., 2013, *Reviews of Modern Physics*, 85, 1021
- Torii K., et al., 2015, *ApJ*, 806, 7
- Torii K., et al., 2017, *ApJ*, 835, 142
- Tremblin P., et al., 2012, *A&A*, 546, A33
- Tremblin P., et al., 2013, *A&A*, 560, A19

- van de Hulst H. C., 1949, The solid particles in interstellar space. Utrecht, Drukkerij Schotanus & Jens.
- van Dishoeck E. F., Blake G. A., 1998, *ARA&A*, 36, 317
- Vidali G., 2013a, *Journal of Low Temperature Phys.*, 170, 1
- Vidali G., 2013b, *Chemical Reviews*, 113, 8752
- Walch S., et al., 2015, *MNRAS*, 452, 2794
- Whitworth A. P., et al., 1994a, *A&A*, 290, 421
- Whitworth A. P., et al., 1994b, *MNRAS*, 268, 291
- Williams D. A., Lim A. J., Viti S., 2002, in Henney W. J., et al., eds., *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series Vol. 13, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series*. pp 114–118
- Zavagno A., et al., 2010, *A&A*, 518, L101

HH 137: discovering new knots and a molecular outflow with Gemini and APEX

L.V. Ferrero^{1,2}, C.E. Cappa^{2,3,4}, H.P. Saldaño^{1,2}, M. Rubio⁵, M. Gómez^{1,2}, G. Gunthardt¹

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

⁴ Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

⁵ Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile

Contact / lvferrero@oac.unc.edu.ar

Resumen / En esta contribución se presenta un estudio multifrecuencia del objeto Herbig-Haro HH 137 en base a imágenes tomadas con Gemini, observaciones de líneas moleculares obtenidas con APEX, e imágenes de *Spitzer*. En las imágenes de Gemini se identifican varios nudos en 2.12 μm asociados con HH 137. Las líneas de $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$ y $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ revelan la contraparte molecular de HH 137. La imagen combinada en las bandas de *Spitzer* sugieren la ubicación de la fuente excitatriz para HH 137, coincidente con un grumo molecular de alta densidad trazado por la línea de $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ y polvo frío en 870 μm . Se derivan los principales parámetros físicos del grumo molecular y del flujo molecular relacionado con la fuente protoestelar. Finalmente, se propone un escenario para todo el sistema.

Abstract / We present a multi-frequency study of HH 137 using Gemini images and APEX molecular line data, as well as *Spitzer* images. Several 2.12 μm knots linked to HH 137 are identified on the Gemini image. $^{12}\text{CO}(3-2)$, $^{13}\text{CO}(3-2)$, and $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ line data reveal the molecular counterpart of HH 137. *Spitzer* combined images suggest the location of the exciting source of HH 137, almost coincident with a high-density molecular clump detected in the $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ line and in the cold dust emission at 870 μm . We derive the main physical parameters of the molecular clump and the molecular outflow linked to the central protostellar source, and propose a simple scenario for the whole complex.

Keywords / stars: formation — star: protostars — stars: jets — ISM: Herbig-Haro objects — ISM: jets and outflows — ISM: molecules — infrared: ISM — submillimeter: ISM — ISM: individual objects: HH 137, HH 138

1. Introduction

Stellar jets appear during the initial stages of star-formation when the incipient star begins to eject winds along the rotation axis. In the optical, these outflows appear as jets and/or Herbig-Haro (HH) objects, in the near-infrared (NIR) as H_2 (2.12 μm) knots, and in the radio range as molecular outflows (Reipurth & Bally, 2001; Bally, 2016). In particular, the H_2 line at 2.12 μm is a well-known shock or impact tracer, where the relatively hot material hits the cold molecular cloud environment, producing the molecular outflows detected at radio wavelengths (Davis et al., 2010).

Here, we present a study of HH 137, located in the dark nebula D291.4-0.2, at 2.2 kpc (Hartley et al., 1986), in the Carina region. This HH object was identified by Ogura (1993) together with HH 138, in [S II], $\text{H}\alpha$, and [N II] lines, and shows a chain of knots with the typical emission of HH objects (their positions are indicated in Fig. 1 with capital letters, along with knots belonging to HH 138). At 2.2 kpc, HH 137 is 0.84 pc long (Targon et al., 2011). Ogura (1993) suggests that the driving source should be located between HH 137-knot J and HH 138-knot A. However, it is not clear if HH 138 and HH 137 are linked to the same unknown driving source.

In this contribution, we search for NIR and radio counterparts of this jet using H_2 and K images obtained with Gemini South telescope and molecular spectra taken with the APEX telescope. Our aims are to investigate the presence of molecular outflows and to analyse the molecular environment linked to the HH object.

2. Observations

We obtained H_2 (2.12 μm) and K (2.20 μm) images with the NIR camera Gemini South Adaptive Optics Imager (GSAOI) and the Gemini Multi-conjugate Adaptive Optics System (GeMS), at Gemini South Telescope, Chile. They were processed and combined using the THELI program* (Schirmer, 2013; Erben et al., 2005). The final images have a resolution of 0.09 arcsec.

To obtain $^{12}\text{CO}(3-2)$ (at 345.796 GHz), $^{13}\text{CO}(3-2)$ (at 330.588 GHz), and $\text{C}^{18}\text{O}(3-2)$ (at 329.330 GHz) molecular data we used the 12 m Atacama Pathfinder EXperiment (APEX) telescope, located in the Llano de Chajnantor, in the Puna de Atacama, Chile. The CO

*THELI is a tool for the automated reduction of astronomical images in optical, near and mean infrared, available on the website: <https://www.astro.uni-bonn.de/theli/>

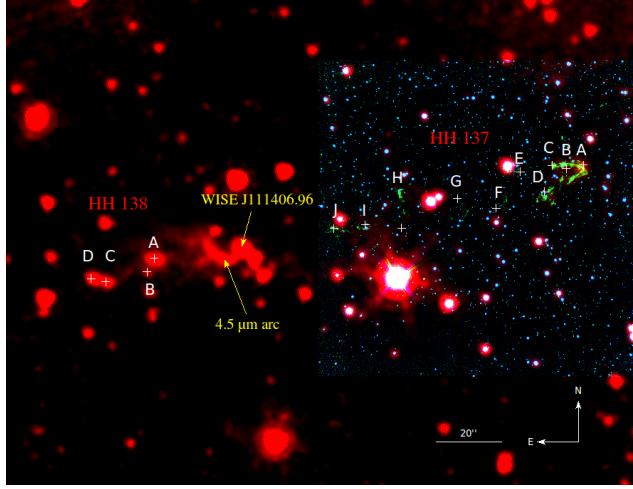


Figure 1: Composite image of HH 137 and 138 showing K (blue) and H₂ (green) taken with GSAOI+GeMS, and 4.5 μm (red) from *Spitzer*. The crosses mark the position of Ogura’s knots. The location of the arc-shape structure and the proposed powering source (WISE J111406.96) for HH 137 are also marked.

data have an angular resolution of 18''. The velocity resolution is 0.3 km s⁻¹.

In addition, we used available images from *Spitzer* ** at 4.5 μm and APEX Telescope LARge Survey of the GALaxy (ATLASGAL***) at 870 μm.

3. Gemini results

Fig. 1 shows a composite image of HH 137 and HH 138 in K (blue), H₂ (green) and 4.5 μm (red). The chain of knots linked to HH 137 is seen in shock excited H₂ emission. The high angular resolution obtained with GSAOI+GeMS/Gemini reveals the internal structure of the knots, which ends in a “bow-shock” structure (Ferreiro et al., 2015). Some of them coincide with the optical knots positions but others, such as the H knot, are displaced.

The emission at 4.5 μm shows a striking arc-like structure, located between HH 137 and HH 138, not previously reported, indicated in the same figure. The 4.5 μm *Spitzer* band contains several lines or bands, as well as the shock-diagnostic rovibrational H₂ and CO lines (Reach et al., 2006; Smith & Rosen, 2005; Watson et al., 2010).

3.1. The driving source

We propose that WISE J111406.96–605255.9 (indicated in Fig. 1), close to the 4.5 μm arc-like structure and on the axis of HH 137, may be powering this HH object. In addition to these geometrical arguments, our analysis of the WISE colours indicates a Class II object (Koenig et

** *Spitzer* data available in the IRSA/IPAC data base:

<http://irsa.ipac.caltech.edu/frontpage/>

***ATLASGAL survey available in: http://atlasgal.mpifr-bonn.mpg.de/cgi-bin/ATLASGAL_DATABASE.cgi

Table 1: Parameters of the outflow.

Parameters	Value
Velocity range [km s ⁻¹]	[−13.5, −8.4]
Size [pc]	1.4
Integrated emission in ¹² CO(3-2) [K km s ⁻¹]	5.7
Molecular mass in the blue lobe [M _⊙]	13
Momentum in the blue lobe [M _⊙ km s ⁻¹]	109.2
Mechanical energy [erg]	9.12 × 10 ⁴⁵
Time scale [yr]	1.35 × 10 ⁵
Mass entrainment rate [M _⊙ yr ⁻¹]	9.6 × 10 ⁻⁵
Mechanical force [M _⊙ km s ⁻¹ yr ⁻¹]	8.09 × 10 ⁻⁴
Mechanical luminosity [L _⊙]	0.54

al., 2012). This source has been also detected by Spitzer and previously listed in the AKARI/FIS young stellar objects catalogue (Tóth et al., 2014).

4. APEX results

4.1. An outflow linked to HH 137

Fig. 2, upper panel, shows an overlay of the H₂, K and 4.5 μm images (in colour scales) and the ¹²CO(3-2) emission distribution within the velocity interval [−13.5, −8.4] km s⁻¹ (in contours). The CO image reveals molecular material coincident with HH 137, detected from the position of the proposed driving source up to the location of the bow-shock seen in H₂. Their characteristics are consistent with a molecular outflow linked to HH 137 traced by CO.

Fig. 2, lower panel, shows the ¹²CO(3-2), ¹³CO(3-2), and C¹⁸O(3-2) spectra averaged within the outflow region. The profiles display characteristics typical of outflows, i.e., an extended wing toward negative velocities with two maxima separated by an absorption dip in the optically thick ¹²CO(3-2) line and only one maximum centred at the velocity of the absorption dip in the optically thin C¹⁸O(3-2) line (Chen et al., 2010; Bronfman et al., 2008). The fact that the red-shifted peak is brighter than the blue-shifted one, is indicative of outflow.

Bearing in mind the adopted system velocity of −6 km s⁻¹ (as suggested by the C¹⁸O(3-2) line emission), the ¹²CO emission corresponds to the blue-shifted lobe of the outflow, which probably flows through a low-density region. Neither a red-shifted lobe nor emission linked to HH 138 was detected. We believe that the knots and the blue-shifted outflow lie close to the plane of the sky. The main parameters of the outflow as derived following Beuther et al. (2002) and Buckle et al. (2010) are summarised in Table 1.

4.2. The molecular clump

Fig. 3 shows the central part of a massive (340 M_⊙) and dense ($n_{H_2} = 9.4 \times 10^4$ cm⁻³) molecular clump centred at Ra,Dec(J2000) = (11:14:10, −60:53:00) of about 28'' × 56'' in size (0.3 × 0.6 pc at 2.2 kpc), detected in the velocity interval [−22, +2] km s⁻¹ in CO lines. The arc at 4.5 μm coincides with the high-density border of this

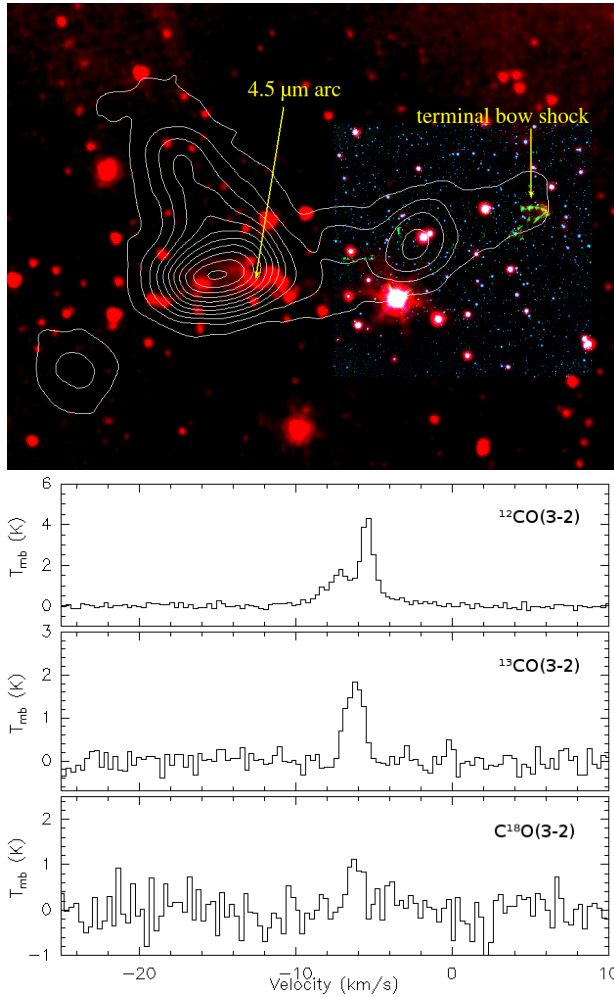


Figure 2: Upper panel: Composite image showing K (blue), H₂ (green), 4.5 μm (red), and the ¹²CO(3-2) line emission distribution in the interval [-13.3, -8.4] km s⁻¹ (in contours). Contour lines correspond to 0.6, 1.2, 1.9, 2.6, 3.1, 3.9, 4.5, 5.2, 5.9, 6.5, 7.1, 7.8, 8.5 and 9.1 Jy beam⁻¹. Lower panel: Averaged profiles in the region of ¹²CO(3-2), ¹³CO(3-2) and C¹⁸O(3-2) (amplified by 2).

massive clump.

Fig. 3 also displays the cold dust continuum emission at 870 μm from ATLASGAL (Schuller et al., 2009; Csengeri et al., 2014), where the clump is clearly identified. The brightest part of the dust emission coincides with the powering source and the 4.5 μm arc.

5. Scenario

We propose a scenario in which the identified YSO drives the blue-shifted lobe of a molecular outflow linked to HH 137. A red-shifted lobe of the outflow was not identified using the present data.

We propose that the arc detected at 4.5 μm is the result of the jet colliding with the dense molecular clump. In this context, the molecular gas extending towards the North (see Fig. 2, upper panel) may be part of the molecular outflow deflected by the 4.5 μm arc in the region of the dense clump. High angular resolution molec-

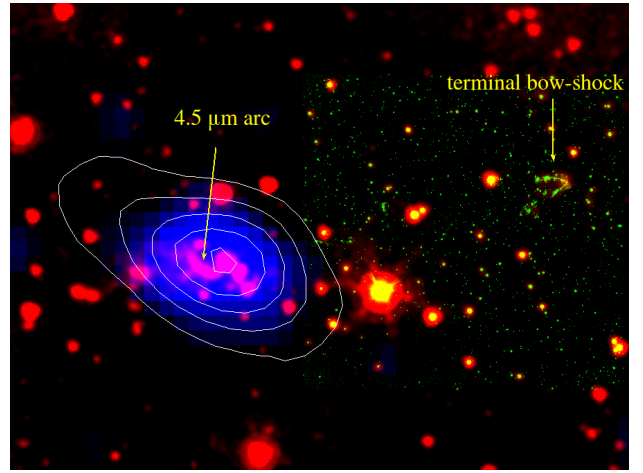


Figure 3: Composite image showing H₂ (green), 4.5 μm (red), C¹⁸O(3-2) line emission (blue) and 870 μm emission from ATLASGAL (in contours). Contours correspond to 0.3 to 1.1 Jy beam⁻¹ in steps of 0.2 Jy beam⁻¹.

ular observations would be required to confirm this.

Acknowledgements: This work is based on observations obtained at the Gemini Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under a cooperative agreement with the NSF on behalf of the Gemini partnership: the National Science Foundation (United States), the National Research Council (Canada), CONICYT (Chile), Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (Argentina), and Ministério da Ciência, Tecnologia e Inovação (Brazil). Based on data acquired with the Atacama Pathfinder Experiment (APEX). APEX is a collaboration between the Max-Planck-Institut für Radioastronomie, the European Southern Observatory, and the Onsala Space Observatory. M.R. and H.S. wishes to acknowledge support from CONICYT(CHILE) through FONDECYT grant No1140839. MR acknowledges partial support from project BASAL PFB-06.

References

- Bally J., 2016, ARA&A, 54, 491
- Beuther H., et al., 2002, A&A, 383, 892
- Bronfman L., et al., 2008, ApJ, 672, 391
- Buckle J. V., et al., 2010, MNRAS, 401, 204
- Chen X., et al., 2010, ApJ, 710, 150
- Csengeri T., et al., 2014, A&A, 565, A75
- Davis C. J., et al., 2010, A&A, 511, A24
- Erben T., et al., 2005, Astronomische Nachrichten, 326, 432
- Ferrero L. V., Gómez M., Gunthard G., 2015, BAAA, 57, 126
- Hartley M., et al., 1986, A&AS, 63, 27
- Koenig X. P., et al., 2012, ApJ, 744, 130
- Ogura K., 1993, MNRAS, 262, 735
- Reach W. T., et al., 2006, AJ, 131, 1479
- Reipurth B., Bally J., 2001, ARA&A, 39, 403
- Schirmer M., 2013, ApJS, 209, 21
- Schuller F., et al., 2009, A&A, 504, 415
- Smith M. D., Rosen A., 2005, MNRAS, 357, 1370
- Targon C. G., et al., 2011, ApJ, 743, 54
- Tóth L. V., et al., 2014, PASJ, 66, 17
- Watson C., Hanspal U., Mengistu A., 2010, ApJ, 716, 1478



Analysis of the $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ abundance ratio in young stellar objects and HII regions

M.B. Areal¹, S. Paron¹, M. Celis Peña¹, M. Ortega¹

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

Contact / mbareal@iafe.uba.ar

Resumen / Para el estudio físico y químico del medio interestelar es importante determinar la relación de abundancia de los isótopos del CO. Se sabe que la relación de abundancia de $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$, determinada indirectamente a partir de las relaciones de abundancia elementales, depende de la distancia al centro galáctico. En este contexto, es importante determinar si esta relación también puede depender del tipo de fuente y su entorno. Analizamos una muestra de 198 fuentes compuestas de objetos estelares jóvenes, regiones H II y regiones H II difusas del *Red MSX Source Survey*. Para obtener la relación de abundancia $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ para cada fuente, se utilizaron datos ^{12}CO J=3-2 extraídos de *CO High-Resolution Survey* (COHRS) y del ^{13}CO y del C^{18}O J=3-2 extraídos del $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ *Heterodyne Inner Milky Way Plane Survey* (CHIMPS). También se usaron algunos datos adicionales del Telescopio James Clerk Maxwell. Encontramos que la relación de abundancia promedio entre el ^{13}CO y el C^{18}O para objetos estelares jóvenes es menor que para regiones H II y regiones H II difusas. También se encontró una relación lineal entre la relación de abundancia y el cociente entre los flujos de línea.

Abstract / Determining isotopes abundance ratios is important to study the physics and chemistry of the interstellar medium. It is known that the $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ abundance ratio, indirectly determined from elemental abundance ratios, depends on the distance to the Galactic center. In this context it is important to determine whether this ratio may also depend on the type of source and its environment. A sample of 198 sources composed of young stellar objects, H II and diffuse HII regions from the Red MSX Source Survey were analysed. To obtain the $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ abundance ratio for each source it was used ^{12}CO data extracted from the CO High-Resolution Survey (COHRS), and ^{13}CO and C^{18}O data from the $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ (J=3-2) Heterodyne Inner Milky Way Plane Survey (CHIMPS). Some additional data from the James Clerk Maxwell Telescope were also used. We found that the average abundance ratio between ^{13}CO and C^{18}O for young stellar objects is smaller than for H II and diffuse HII regions. A linear relation between the abundance ratios and the line flux ratios was also found.

Keywords / ISM: abundances — HII regions

1. Introduction

The study of molecular abundances contributes to understand the chemical evolution of the galaxy. The information about the molecular gas distribution throughout the galaxy comes mainly from the ^{12}CO and its isotopes. Thus, knowing the abundance ratios of these molecules is an important issue.

It is known, from the analysis of elemental abundances, that the CO abundance ratios depend on the distance to the galactic centre (Wilson & Rood, 1994). However, in recent studies (Kong et al., 2015; Lin et al., 2016), using direct observations of the ^{12}CO , ^{13}CO and C^{18}O showed that the abundance ratios may also depend on the type of source and its environment.

In this work we present an analysis of the $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ abundance ratio ($X^{13/18}$) towards a large sample of galactic young stellar objects (YSOs) and HII regions in order to test whether there is a correlation between the $X^{13/18}$ and the type of source.

2. Data

The data of the CO isotopes were obtained from public databases performed with the 15 m James Clerk Maxwell Telescope (JCMT). The ^{12}CO J=3-2 data were extracted from the *CO High-Resolution Survey* (COHRS) (Dempsey et al., 2013), while the data of the other CO isotopes were extracted from the $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ (J=3-2) *Heterodyne Inner Milky Way Plane Survey* (CHIMPS) (Rigby et al., 2016). In some cases it was also used some additional data from the JCMT database (from observing programmes other than those used for the surveys).

3. Source selection

In order to investigate the $X^{13/18}$ towards regions of different nature we selected YSOs, HII and diffuse HII regions from the *Red MSX Source Survey* (Lumsden et al., 2013). The sample was limited to the galactic region $27.5^\circ \leq l \leq 46.5^\circ$ and $|b| < 0.5^\circ$, which is the region covered by CHIMPS. From this selection, 198 sources were obtained to study. By inspecting one by one, we obtained spectra from the three CO isotopes in 114 cases.

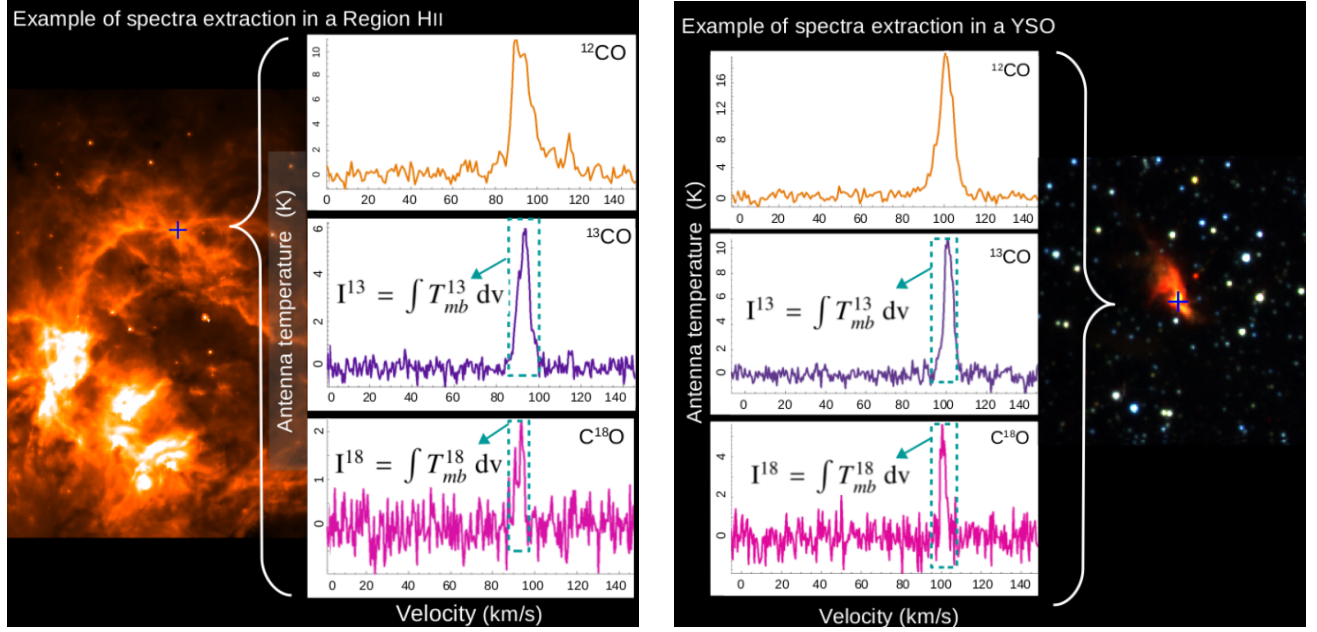


Figure 1: Two examples of the studied sources. An HII region and a YSO, left and right, respectively with the corresponding CO isotopes analysed. The positions from which the spectra were extracted are indicated with crosses.

4. Analysis

The analysis of the spectra was performed using the GRAPHICAL ASTRONOMY AND IMAGE ANALYSIS TOOL (GAIA) and the STARLINK software (Currie et al., 2014). As an example of the procedure, in Fig. 1 we present two of the studied sources and their extracted spectra, used to determine the line parameters. In Fig. 1 it is also shown, in dashed boxes, the integration of the lines ($I^{13} = \int T_{mb}^{13} dv$, and $I^{18} = \int T_{mb}^{18} dv$, for the ^{13}CO and C^{18}O , respectively).

It is important to note that in the cases where the emission of ^{12}CO is self-absorbed, the central component of the spectrum was corrected for absorption in order to obtain a value for the peak temperature. To convert T_A^* to main beam brightness temperature (T_{mb}) it was used the mean detector efficiency: $\eta_{mb}=0.61$ for the ^{12}CO , and $\eta_{mb}=0.72$ for the ^{13}CO and C^{18}O .

By assuming local thermodynamic equilibrium (LTE) it was used the typical formulae to obtain ^{13}CO and C^{18}O column densities for each source (N^{13} and N^{18}). This is: from the ^{12}CO peak temperature it was derived an excitation temperature (T_{ex}) from:

$$T_{ex} = \frac{16.6}{\ln[1 + 16.6/(T_{\text{peak}}(^{12}\text{CO}) + 0.036)]}, \quad (1)$$

where $T_{\text{peak}}(^{12}\text{CO})$ is the peak main brightness temperature obtained from the Gaussian fitting to the ^{12}CO J=3-2 line. Then, the optical depths of the lines of ^{13}CO and C^{18}O (τ_{13} and τ_{18}) and their column densities (N_{13} and N_{18}) were derived using the following equations:

$$\tau_{13} = -\ln \left(1 - \frac{T_{mb}(^{13}\text{CO})}{15.87 \left[\frac{1}{e^{15.87/T_{ex}}} - 0.0028 \right]} \right) \quad (2)$$

$$N_{13} = 8.28 \times 10^{13} e^{\frac{15.85}{T_{ex}}} \frac{T_{ex} + 0.88}{1 - e^{-\frac{15.87}{T_{ex}}}} \int \tau_{13} dv \quad (3)$$

with

$$\int \tau_{13} dv = \frac{1}{J(T_{ex}) - 0.044} \frac{\tau_{13}}{1 - e^{-\tau_{13}}} I^{13} \quad (4)$$

and

$$\tau_{18} = -\ln \left(1 - \frac{T_{mb}(\text{C}^{18}\text{O})}{15.81 \left[\frac{1}{e^{15.81/T_{ex}}} - 0.0028 \right]} \right) \quad (5)$$

$$N_{18} = 8.26 \times 10^{13} e^{\frac{15.80}{T_{ex}}} \frac{T_{ex} + 0.88}{1 - e^{-\frac{15.81}{T_{ex}}}} \int \tau_{18} dv \quad (6)$$

with

$$\int \tau_{18} dv = \frac{1}{J(T_{ex}) - 0.045} \frac{\tau_{18}}{1 - e^{-\tau_{18}}} I^{18} \quad (7)$$

The $J(T_{ex})$ parameter is $\frac{15.87}{\exp(\frac{15.87}{T_{ex}}) - 1}$ in the case of Eq. (4) and $\frac{15.81}{\exp(\frac{15.81}{T_{ex}}) - 1}$ in Eq. (7).

Finally it was obtained the $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ abundance ratio: $X^{13/18} = N^{13}/N^{18}$.

5. Results

An abundance ratio between ^{13}CO and C^{18}O was obtained for each source from their column densities. With these values, an average abundance ratio was calculated for each of the three types of sources studied. In Table 1 the number of sources (N), the average abundance ratio ($X^{13/18} = N^{13}/N^{18}$) and its standard error (SE) are presented. An increase in $X^{13/18}$ can be observed with respect to the evolutionary stage of the source.

Additionally, the ratio between the integrated lines of ^{13}CO and C^{18}O was calculated ($I^{13/18} = \int T_{mb}^{13} dv / \int T_{mb}^{18} dv$). In Fig. 2 a linear relation can be observed between the abundance ratio and the integrated line ratio for each kind of source.

Table 1: Statistical results of the $X^{13/18}$.

	N	$\overline{X^{13/18}}$	SE
diffuse HII	21	4.09	0.54
HII	67	3.68	0.24
YSO	26	3.13	0.48

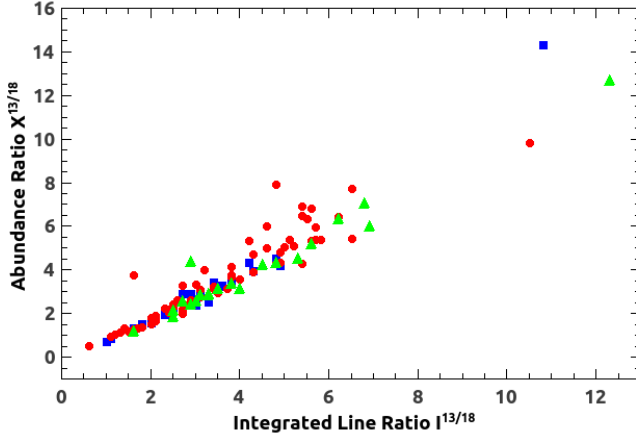


Figure 2: Abundance ratio $X^{13/18}$ vs. integrated line ratio $I^{13/18}$. YSOs, HII regions, and diffuse HII regions are represented with blue squares, red circles, and green triangles, respectively.

6. Conclusions

Using ^{12}CO , ^{13}CO , and C^{18}O J=3-2 data we studied the $^{13}\text{CO}/\text{C}^{18}\text{O}$ abundance ratio towards a large sample of sources of different nature at different locations. YSOs, HII and diffuse HII regions were analysed. Our main results are:

- The abundance ratios present an increase with respect to the evolutionary stage of the source.
- Given that the gas associated with YSOs is less affected by the radiation than in the case of HII regions, we conclude that the C^{18}O is selectively photodissociated by far-UV photodissociation. Indeed, the far-UV photons penetrate deeper in regions of low density and extinction, as is the case of diffuse HII regions. This result is in agreement with what was observed in previous works towards particular molecular clouds and as it was predicted by models (van Dishoeck & Black, 1988; Visser et al., 2009).
- A linear relation between the integrated lines and the abundance ratios is observed.

Acknowledgements: We thank the referee for her/his constructive comments and corrections. This work was partially supported by Argentina grants awarded by UBA (UBACyT), CONICET and ANPCYT.

References

Currie M. J., et al., 2014, in Manset N., Forshay P., eds., *Astronomical Society of the Pacific Conference Series Vol.*

485, *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII*. p. 391
Dempsey J. T., Thomas H. S., Currie M. J., 2013, *ApJS*, 209, 8
Kong S., et al., 2015, *ApJ*, 805, 58
Lin S.-J., et al., 2016, *ApJ*, 826, 193
Lumsden S. L., et al., 2013, *ApJS*, 208, 11
Rigby A. J., et al., 2016, *MNRAS*, 456, 2885
van Dishoeck E. F., Black J. H., 1988, *ApJ*, 334, 771
Visser R., van Dishoeck E. F., Black J. H., 2009, *A&A*, 503, 323
Wilson T. L., Rood R., 1994, *ARA&A*, 32, 191

Study of the molecular gas towards the N11 region in the Large Magellanic Cloud

M. Celis Peña¹, M. Rubio², S. Paron¹, C. Herrera³

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

² *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile*

³ *Institut de Radioastronomie Millimétrique, Saint-Martin-d'Hères, Francia*

Contact / mariela.celis.p@gmail.com

Resumen / Estudiamos tres subregiones en la región HII N11, la cual está ubicada en la parte noreste de la Nube Mayor de Magallanes. Usamos datos del ^{12}CO y ^{13}CO J=3–2 obtenidos con el *Atacama Submillimeter Telescope Experiment* (ASTE) con una resolución angular y espectral de $22''$ y 0.11 km s^{-1} respectivamente. De los mapas de la emisión integrada del ^{12}CO y ^{13}CO estimamos las masas considerando equilibrio termodinámico local, obteniendo $10^4 M_{\odot}$ para las nubes moleculares asociadas a cada subregión. Adicionalmente usando los mapas mencionados se estudiaron los cocientes $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ de las líneas integradas para cada subregión, obteniéndose valores entre 8 y 10.

Abstract / We study three sub-regions in the HII region N11 which is located at the northeast side of the Large Magellanic Cloud (LMC). We used ^{12}CO and ^{13}CO J=3–2 data observed with the Atacama Submillimeter Telescope Experiment (ASTE) with an angular and spectral resolution of $22''$ and 0.11 km s^{-1} respectively. From the ^{12}CO J=3–2 and ^{13}CO J=3–2 integrated maps we estimated, assuming local thermodynamic equilibrium, masses in about $10^4 M_{\odot}$ for the molecular clouds associated with each sub-region. Additionally, from the mentioned maps we study the $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ integrated ratios for each sub-region, obtaining values between 8 and 10.

Keywords / galaxies: ISM — Magellanic Clouds — HII regions — ISM: individual objects: N11 — ISM: molecules

1. Introduction

The Magellanic Clouds are excellent laboratories to study star formation on different conditions from the Milky Way. In the Large Magellanic Cloud (LMC), the metallicity is $Z \simeq 0.5Z_{\odot}$ (Keller & Wood, 2006) and the gas-to-dust ratio is a factor of ~ 4 higher than in our galaxy. LMC is located at 50 kpc from us (Persson et al., 2004), and is seen nearly face-on with an inclination angle of $\sim 35^{\circ}$.

The N11 complex, at the northeast side of the LMC, is one of the most important star forming regions in that galaxy. It has a ring morphology with a central cavity with 170 pc in diameter. This region was previously studied by (Herrera & Rubio, 2013), using ^{12}CO J=1-0 and ^{12}CO J=2-1 lines.

2. Observations

The observations of the ^{12}CO J=3–2 emission line were performed in October 2014 and the ^{13}CO J=3–2 in August 2015 with the 10 m ASTE telescope. We used the CATS345 GHz band receiver, a two single-band SIS receiver, which is remotely tunable in the LO frequency range of 324–372 GHz. The XF digital spectrometer was set to a bandwidth and spectral resolution of 128 MHz and 125 kHz. The spectral velocity resolution was 0.11 km s^{-1} and the half-power beam-width (HPBW) was $22''$ at 345 GHz. The system temperature was in the range 150 to 250 K and the main beam efficiency was

$\eta_{mb} \sim 0.65$. The data were reduced with NOSTAR and the spectra processed using the XSPEC software package. The typical rms noise levels are: 0.17 K and 0.11 K for the ^{12}CO and ^{13}CO data, respectively.

Fig. 1 shows the N11 region displayed in a three-colour image, in which the 4.5, 5.8, and $8 \mu\text{m}$ emission obtained from IRAC-*Spitzer* are presented in blue, green, and red, respectively. The rectangles represent the regions observed with ASTE: N11B, N11D, and N11I in cyan, magenta, and green boxes, respectively.

3. Results

As shown in Fig. 1 three sub-regions were studied towards N11. N11B have a size of about 5 pc and it is excited by the OBLH10 star cluster. The observed area was $140'' \times 110''$. N11D, which is being excited by the OBLH13 star cluster, has a size of about 9 pc and the observed area was $130'' \times 100''$. Finally, it was observed an area of $80'' \times 230''$ towards N11I, which has a size of about 10 pc and none star cluster is related to it. Figs. 2, 3 and 4 show the ^{12}CO and ^{13}CO J=3–2 integrated between 275 and 295 km s^{-1} for each region, respectively.

As a first result we observe a good morphological and spectral correspondence between the ^{12}CO J=2–1 emission mapped by Herrera & Rubio (2013) and the ^{12}CO and ^{13}CO J=3–2 presented here. This allow us to perform a detailed multiline analysis of the CO emission towards the region (work in preparation).

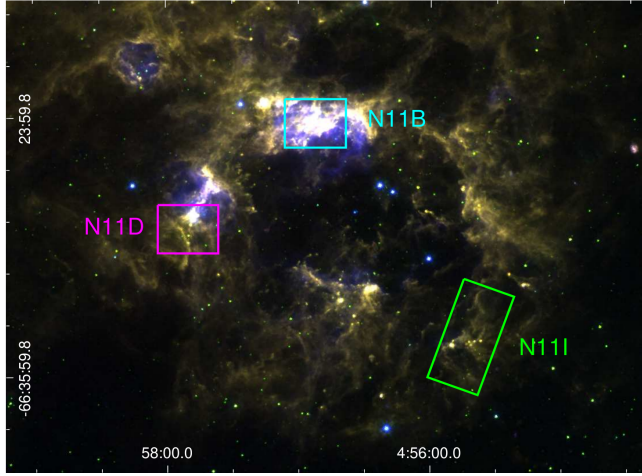


Figure 1: Three-colour image where the 4.5, 5.8 and 8 μm emission are presented in blue, green and red respectively. The cyan, magenta and green boxes shows the region mapped in the molecular lines.

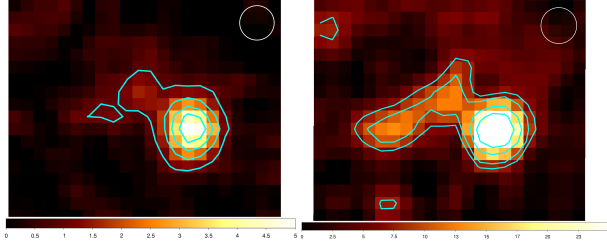


Figure 2: Region N11B. *Left*: map of ^{13}CO J=3-2 with contour levels 1, 2, 3 and 4 K km s^{-1} . *Right*: map of ^{12}CO J=3-2 with contour levels 7, 10, 17 and 25 K km s^{-1} . The beam of the observations is shown at the top right corner.

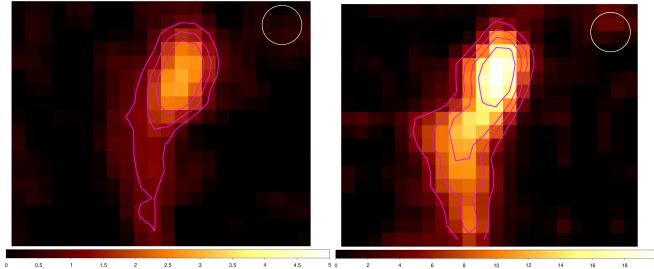


Figure 3: Region N11D. *Left*: map of ^{13}CO J=3-2 with contour levels 1, 1.5 and 2 K km s^{-1} . *Right*: map of ^{12}CO J=3-2 with contour levels 5, 8, 11 and 15 K km s^{-1} . The beam of the observations is shown at the top right corner.

In the Figs. 5, 6, and 7, we also included maps of the integrated line ratio $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ for each region. In the Figures it is also included contours of the integrated ^{12}CO J=3-2 for reference. The average ratios obtained towards the regions delimited by the ^{12}CO contours are 10 in N11B, and 8 in N11D and N11I.

These results are in agreement with values obtained towards other regions in the LMC (Israel et al., 2003; Israel, F. P. & de Graauw, 1991) and are somewhat larger than the typical values measured in our Galaxy

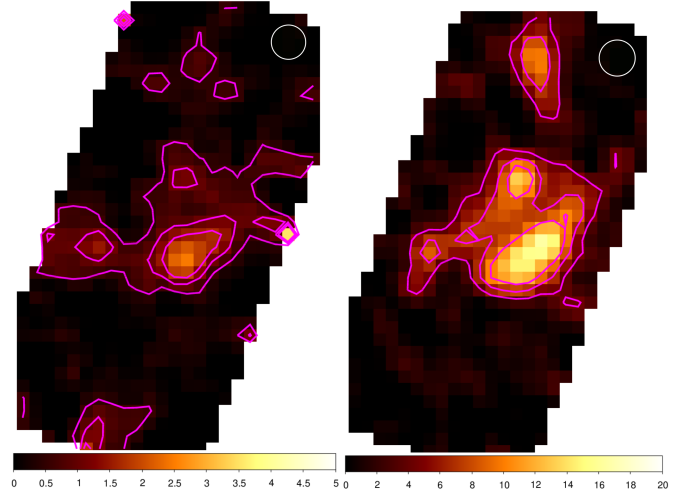


Figure 4: Region N11I. *Left*: map of ^{13}CO J=3-2 with contour levels 0.5, 1 and 1.5 K km s^{-1} . *Right*: map of ^{12}CO J=3-2 with contour levels 5, 7 and 11 K km s^{-1} . The beam of the observations is shown at the top right corner.

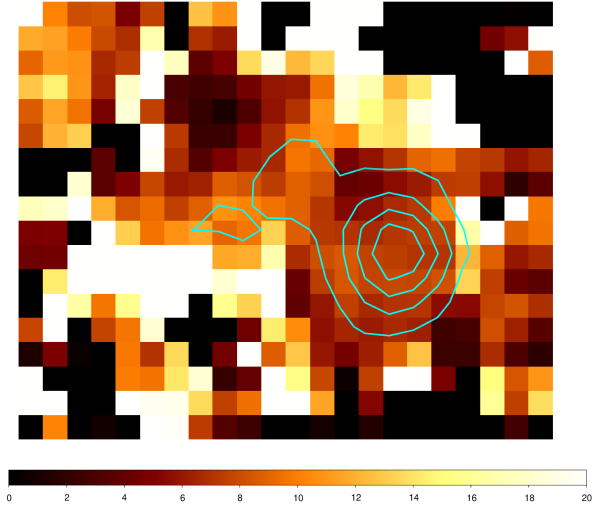


Figure 5: $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ J=3-2 integrated line ratio for the N11B region, with contours of ^{13}CO J=3-2.

(Burton et al., 2013).

3.1. Molecular mass of the studied regions

Taking into account the morphology of each molecular cloud observed in the ^{13}CO J=3-2 line (Figs. 2, 3, and 4), and assuming local thermodynamic equilibrium (LTE), we roughly estimate the mass of each cloud. Using the typical LTE formulae (see for example Buckle et al., 2010) and assuming an isotopic abundance ratio $X=50$ (Wang et al., 2009) we estimate the ^{13}CO column densities for each cloud. Then assuming $[H_2/^{13}\text{CO}]=1.8 \times 10^6$ (Garay, G. & Johansson, L. E. B., 2002) we derived the corresponding H_2 column densities, from which, finally the cloud masses were estimated. The parameters obtained and used in this procedure are presented in Table 1: the optical depths (τ_{12}

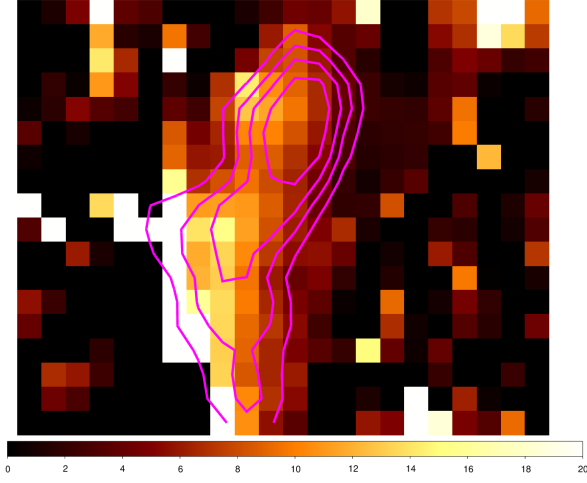


Figure 6: $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ J=3–2 integrated line ratio for the N11B region, with contours of ^{12}CO J=3–2.



Figure 7: $^{12}\text{CO}/^{13}\text{CO}$ J=3–2 integrated line ratio for the N11I region, with contours of ^{12}CO J=3–2.

and τ_{13}), excitation temperatures (T_{ex}), ^{13}CO column density ($N(^{13}\text{CO})$), and the cloud masses. The masses presented in Table 1 for the regions N11B, N11D and N11I are approximately $10^4 M_{\odot}$, which are consistent with the results obtained by Herrera & Rubio (2013).

3.2. Concluding remark

We presented in this work the first observations of ^{13}CO J=3–2 obtained towards the HII region N11 in the LMC. The analysis of these data allowed us to characterise the molecular gas associated with different regions of N11. We will use these results in PDR models in order to

Table 1: Physical parameters of the mapped clouds.

	N11B	N11D	N11I
τ_{12}	9.5	10.6	8.8
τ_{13}	0.1	0.2	0.1
T_{ex} [K]	12.9	11.2	9.7
$N(^{13}\text{CO})$ [cm^{-2}]	1.3×10^{16}	1.4×10^{16}	2.2×10^{16}
$\text{Mass}(\text{H}_2)$ [M_{\odot}]	1.1×10^4	1.3×10^4	2.0×10^4

study the influence of the UV radiation in the molecular gas (in preparation).

Acknowledgements: We thank the anonymous referee for her/his useful comments. This work was partially supported by Argentina grants awarded by UBA (UBACyT), CONICET and ANPCYT. M.R. wishes to acknowledge support from CONICYT(CHILE) through FONDECYT grant No1140839 and partial support from project BASAL PFB-06. M.C acknowledges support from FONDECYT grant No1140839.

References

- Buckle et al., 2010, MNRAS, 401, 18
- Burton G. M., Hawkes 2013, Publications of the Astronomical Society of Australia, 30, 44
- Garay, G. Johansson, L. E. B. 2002, A&A, 389, 977
- Herrera C. N., Rubio 2013, A&A, 554, A91
- Israel F. P., et al., 2003, A&A, 401, 99
- Israel, F. P. de Graauw T., 1991, in Haynes R., Milne D., eds., IAU Symposium Vol. 148, The Magellanic Clouds. p. 45
- Keller S. C., Wood P. R., 2006, ApJ, 642, 834
- Persson S. E., et al., 2004, AJ, 128, 2239
- Wang M., et al., 2009, ApJ, 690, 580



Molecular cloud properties in low-metallicity star forming regions

Saldaño H.P.¹, Rubio M.², Jameson K.³, Bolatto A.D.⁴

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

² *Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Chile*

³ *Research School of Astronomy and Astrophysics, Australian National University, Australia*

⁴ *Astronomy Department, University of Maryland, USA*

Contact / hugosaldanio@oac.unc.edu.ar

Resumen / En esta contribución presentamos el estudio de una región del Puente Magallánico a través de CO(1–0) y de otra región perteneciente a la Nube Menor de Magallanes a través de la emisión de CO(2–1). Las observaciones fueron realizadas por el telescopio ALMA obteniendo datos de alta sensibilidad ($\sim 0.03 - 0.5$ Jy/beam) y alta resolución espacial ($\sim 1'' - 6''$ o $0.3 - 1.8$ pc a 63 kpc). Identificamos más de 80 nubes con la ayuda del software CPROPS. Encontramos que los parámetros de estas nubes cumplen las relaciones de Solomon y otros para nubes de la Vía Láctea, extendiendo tales relaciones para objetos muy pequeños. Estas nubes no satisfacen la Ley de Larson ($\sigma_v \propto R^{0.5}$), que sin embargo se cumple en nubes con densidades de columna similares. Las nubes analizadas siguen una generalización de la Ley de Larson y la relación del balance de energía. Por otro lado, hemos estimado el factor de conversión CO-a-H₂, α_{CO} , asumiendo que las nubes moleculares están ligadas gravitacionalmente. Este factor es comúnmente usado para estimar la masa total de H₂. Encontramos que las regiones analizadas tienen valores unas tres veces mayores que el factor de conversión canónico de nuestra galaxia, $4.3 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^{-2})^{-1}$. Sin embargo, creemos que los factores de conversión hallados habrían sido subestimados por la falta de correspondencia entre la emisión de CO y de H₂.

Abstract / In this contribution, we present the study of a region of the Magellanic Bridge through CO(1–0) and another one belonging to the Small Magellanic Clouds (SMC) through CO(2–1) emission. The observations were carried out with ALMA telescope obtaining high sensitivity ($\sim 0.03 - 0.5$ Jy/beam) and high spatial resolution ($\sim 1'' - 6''$ or $0.3 - 1.8$ pc at 63 kpc) data. We identified more than 80 CO clouds using the software CPROPS. We have found that parameters of these clouds follow a similar trend of the relationships of Solomon et al. for Galactic clouds, extending such relations to very small objects. While they do not satisfy the Larson Law ($\sigma_v \propto R^{0.5}$) which is fulfilled by clouds with similar column densities, our clouds follow a generalization of Larson's law and the energy balance relationship. Also, we estimate the CO-to-H₂ conversion factor, α_{CO} , assuming gravitationally bounded molecular clouds. This factor is commonly used to estimate the H₂ total mass, and we find that the analyzed regions have values larger than the canonical conversion factor of our Galaxy ($4.3 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^{-2})^{-1}$) by a factor of ~ 3 . However, these values are probably underestimated because the CO would not totally match the H₂ core.

Keywords / editorials, notices — ISM: clouds — stars: early-type

1. Introduction

The determination of the H₂ total mass in star formation regions have been crucial to understanding the properties and evolution of their ISM, mainly in metal-poor galaxies. It is known that the metallicity has many implications in the ISM. It can act as the coolant, helping the gas to reach the low temperature and facilitating its collapse into pre-stellar condensation. Also, it can help to form interstellar dust which will shield molecules from the UV radiation that would otherwise break them and heat the gas. So that, it is expected that in metal-poor galaxies the dust formation is less efficient than in those high-metallicity galaxies, and therefore, in the former the CO molecular component into a H₂ pre-stellar core can diminish in size (Bolatto et al., 2013).

For this reason, we would try to answer how different are the properties of molecular clouds of metal-

poor galaxies to those in the Milky Way. It was found that Galactic clouds satisfy the following relationships: $\sigma_v = 0.7 \times S^{0.5}$ and $M_{\text{VT}} = 39 \times L_{\text{CO}}^{0.81}$ (Solomon et al., 1987), where σ_v is the velocity dispersion, S the size of the cloud, M_{VT} the virial theorem mass and L_{CO} the CO luminosity. The first relationship is better known as the Larson's Law (Larson, 1981) which will be used to compare Galactic clouds with our cloud sample. The first sample is in the Magellanic Bridge (called MagBridge B) and the second one in the SMC named SWBarN. Due to their short distance (63 kpc) and low metallicity ($12 + \log[\text{O}/\text{H}] \sim 8.0$, 20 % of the solar metallicity), these regions are very good laboratories for ISM studies.

2. CO data

The interferometric observations of Magellanic Bridge B

and SWBarN were carried out by the ALMA telescope. The first one was observed in the Cycle 3 with the 12m-array and the second one in the Cycle 2 with the 7m-array (Jameson et al., 2018), respectively. MagBridge B was mapped in the CO(1–0) line (115.3 GHz or 2.6 mm) using the Band 3 with a beam size of $3.3'' \times 2.5''$ and an spectral resolution of 0.5 km s^{-1} . The map covers a field of view (FoV) of $4.8' \times 2.2'$ ($88 \times 40 \text{ pc}$ at 63 kpc). While, SWBarN was mapped in the CO(2–1) line (230.5 GHz or 1.3 mm) in the Band 6, with a beam size of $7.3'' \times 5.3''$ and an spectral resolution of 0.3 km s^{-1} . This map covers a FoV of $4.2' \times 2.1'$ ($77 \times 38 \text{ pc}$ at 63 kpc). The noise in our data is not uniform but have average values of $rms = 0.02$ and 0.2 Jy beam^{-1} for the first and second region, respectively. The data were reduced by means of the software CASA.

3. Results

3.1. Cloud properties

Figure 1 shows the integrated intensity images of the MagBridge B and the SWBarN region. The velocity integration ranges are $140 - 148 \text{ km s}^{-1}$ and $112 - 116 \text{ km s}^{-1}$, respectively. The second one only corresponds to a spectral section of whole velocity range, so that not the total sample is showed in this maps. Over both maps are displayed the cloud identifications with black ellipses which were carried out with the CPROPS* software. It is a powerful tool to identify real clouds from a 3-D image over a given threshold of signal-to-noise and estimate their main parameters such as the radius (R), velocity dispersion (σ_v), virial mass (M_{vir}) and the CO luminosity (L_{CO}). These parameters are corrected by sensitivity and convolution bias (see Rosolowsky & Leroy, 2006). We found more than 20 clouds in MagBridge B and 65 cloud in SWBarN, all of them with signal-to-noise greater than 12. These clouds have sizes from $0.2 - 5 \text{ pc}$, and we estimate virial masses between $10 - 10^4 M_{\odot}$ and CO luminosities from 10 to $10^3 \text{ K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ for the whole set.

In the Figure 2 we show the M_{vir} vs. L_{CO} and σ_v vs. R relations. We find that our clouds follow a similar trend of Galactic clouds found by Solomon et al. (1987) as is showed in the top panel of the figure (also in the L_{CO} vs R and vs σ_v relations which are not shown here). A power law fit in this panel gave us an exponential index of 0.77, similar to that of Solomon et al. But it is not the case for the σ_v – R diagram where the clouds have large dispersions and do not follow the Larson’s Law (black line). This result is also found both theoretically and observationally by Camacho et al. (2016) and Utomo et al. (2015), respectively, indicating that clouds in the same region may not have similar densities, which is a direct consequence of the Larson’s Law.

However, the whole set of clouds follow a more generalized energy equipartition relation, $\sigma_v/R^{1/2} \propto \Sigma^{1/2}$, where Σ is the surface density (Figure 3). Camacho et al. (2016) interpret this as a consequence of gravitational contraction at all scales rather than virial equilibrium. The Figure 3 shows the KH-diagram where

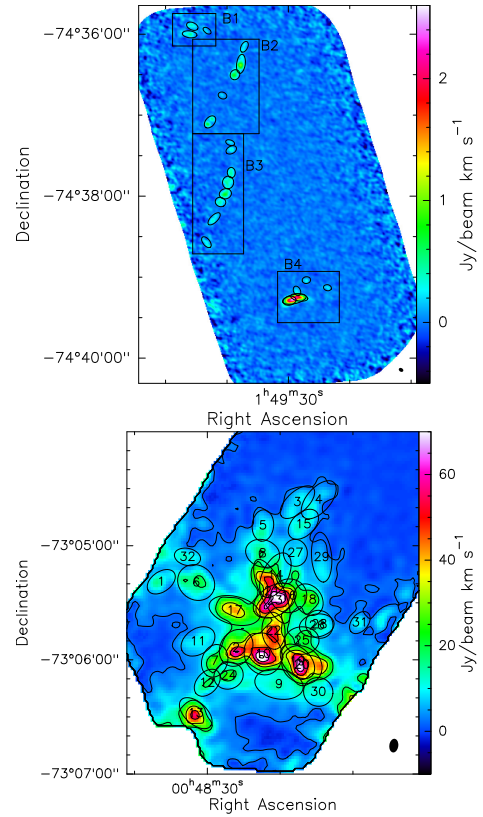


Figure 1: Integrated intensity maps of the Magellanic Bridge B (top) and the SWBarN of SMC (bottom). The images were produced integrating in velocity between $140 - 148 \text{ km s}^{-1}$ and $112 - 116 \text{ km s}^{-1}$, respectively. The identified clouds by CPROPS are indicated with black ellipses. In the right corner of each map is indicated the beamwidth.

our estimated parameters are compared to the virial equilibrium for different external pressure (from 0 to 10^9 K cm^{-3}) and also compared to different results for other galaxies with lower and higher metallicities, from 48% to 160% of the solar metallicity (Utomo et al., 2015). Here the surface density is calculated by using a conversion factor equal to the canonical values of the Galaxy.

We find that our clouds follow the energy equipartition trends, but many of them ($\sim 80\%$) are above the virial equilibrium line with $P_{\text{ext}} = 0$ (continuous straight line). Also, the points are distributed between $P_{\text{ext}} = 10^3 - 10^6 \text{ K cm}^{-3}$. Many authors have made the effort to explain this behavior and here we discuss some hypothesis (Camacho et al., 2016, and references therein): either the molecular mass is underestimated or the clouds are unbound but confined by the external pressure.

On one hand, it is possible that the conversion factor (α_{CO}) is too low, making us to underestimate the masses. This discussion is more extended in the following section. On the other hand, if we compare our data with those obtained for other galaxies with different metallicities we can see in the KH-diagram that clouds of a galaxy with higher metallicity (e.g.: NGC4526) are

*<https://people.ok.ubc.ca/erosolo/cprops/>

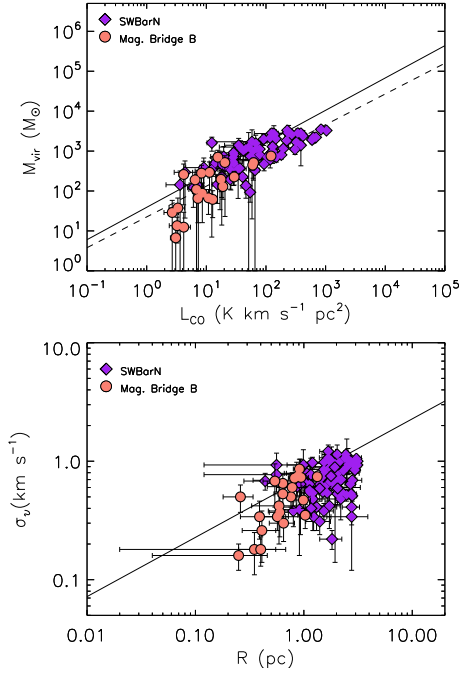


Figure 2: M_{vir} vs. L_{CO} (top) and σ_v vs. R (bottom) relationship. The solid straight lines in each diagram correspond to the Solomon et al. relation and the Larson's Law, respectively. In the top panel we fit the data with a power law and we find an exponential index of 0.77, similar to that of Solomon et al. This is indicated with a dashed line.

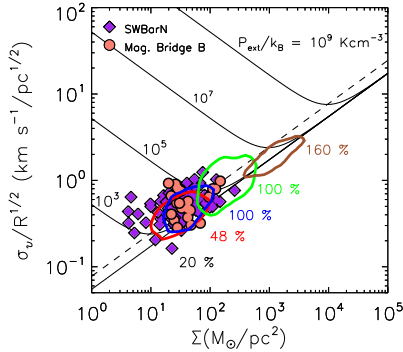


Figure 3: KH-diagram where we compare our data with virial equilibrium condition (continuous lines) considering external pressure from 0 to $\times 10^9 \text{ K cm}^{-3}$. The dashed lines correspond to the energy equipartition relation. The colored contours show the location of different galaxies with distinct metallicities: LMC (red), Milky Way disk (blue), M51 (green), NGC4526 (brown). They have metallicities of 48 % to 160 % of the solar value. These last distributions have been taken from Utomo et al. (2015).

located towards higher external pressure regions, while those clouds into metal-poor galaxies (such the surveyed regions here) are located toward lower external pressure regions. The apparent metallicity gradient may indicate that the external pressure to keep the cloud confined should have lower values in low-metallicity regions than in those with high-metallicities. This would favor the second previous hypothesis.

3.2. CO-to- H_2 conversion factor

This factor is defined as the ratio between the total molecular mass and the CO luminosity ($\alpha_{\text{CO}} = M_{\text{H}_2}/L_{\text{CO}}$) and is commonly used to estimate the H_2 total mass, whose molecule is hard to detect in regions of low temperature because it does not have a permanent magnetic dipole moment. For the Milky Way it has a value of $4.3 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^{-2})^{-1}$ (Bolatto et al., 2013).

Assuming that clouds are virialized we can replace the H_2 mass by the virial mass that we estimated with CPROPS and then calculate the conversion factor. For the MagBridge B and SWBarN we find values of 11 and $12 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^{-2})^{-1}$, respectively. These values were estimated using only clouds with high signal-to-noise ratio ($\text{SNR} > 12$). The values are consistent with those found by Israel et al. (2003) and Bolatto et al. (2003) in the SMC using the same method, who found values between $4 - 30 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^{-2})^{-1}$. However, by using infrared dust emission, Leroy et al. (2009) and Bolatto et al. (2011) found values between $40 - 120 M_{\odot} (\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^{-2})^{-1}$ for SMC regions. The difference between both methods arise because the CO would only exist in the densest part of each cloud in low metallicity regions and hence not all the H_2 volume has CO emission. So that, for each CO core the α_{CO} can be smaller when the CO does not fill an H_2 cloud (Bolatto et al., 2013; Rubio et al., 2015). Therefore, our conversion factors may be indicating that the H_2 core is not entirely matched by the CO and hence, we are underestimating the total molecular mass.

4. Summary and conclusion

We study two poor-metallicity regions belonging to the Magellanic Clouds (MagBridge B and SWBarN) through the CO(1-0) and CO(2-1) lines, respectively. We find 22 clouds in the MagBridge B (many of them with sizes $< 1 \text{ pc}$), while in the SWBarN region we identified 65 clouds. We show they follow Solomon's relations but not the Larson's Law. We discuss that these clouds would need a lower external pressure to be confined than those located in high-metallicity regions. Finally, we estimate the CO-to- H_2 conversion factor of each region and we find that such factors could be underestimated if we assume that all our clouds are virialized. With this assumption we would be underestimating the H_2 total mass.

References

- Bolatto A. D., et al., 2003, ApJ, 595, 167
- Bolatto A. D., et al., 2011, ApJ, 741, 12
- Bolatto A. D., Wolfire M., Leroy A., 2013, ARA&A, 51, 207
- Camacho V., et al., 2016, ApJ, 833, 113
- Israel F. P., et al., 2003, A&A, 406, 817
- Jameson K. E., et al., 2018, ApJ, 853, 111
- Larson R. B., 1981, MNRAS, 194, 809
- Leroy A. K., et al., 2009, ApJ, 702, 352
- Rosolowsky E., Leroy A., 2006, PASP, 118, 590
- Rubio M., et al., 2015, Nature, 525, 218
- Solomon P. M., et al., 1987, ApJ, 319, 730
- Utomo D., et al., 2015, ApJ, 803, 16



Instabilities, shocks and turbulence in space and astrophysical plasmas

D. O. Gómez^{1,2}

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

² *Departamento de Física, FCEN-UBA, Argentina*

Contact / gomez@iafe.uba.ar

Resumen / Los plasmas que componen el medio interplanetario e interestelar son habitualmente descriptos en el marco de la magnetohidrodinámica (MHD), con el consiguiente acoplamiento entre flujos y campos magnéticos. Este marco teórico modela satisfactoriamente el comportamiento de gran escala de varios de los procesos que tienen lugar en dichos plasmas, tales como la generación de campos magnéticos por efecto dínamo, la impulsiva liberación de energía magnética en eventos de reconexión o la compleja dinámica de los flujos turbulentos. Sin embargo, a escalas espaciales más pequeñas se observan fenómenos que no han podido explicarse en el marco de la MHD tradicional. A lo largo del presente trabajo veremos que incorporando efectos adicionales tales como la corriente de Hall y la inercia de los electrones, es posible describir algunos de estos fenómenos, tales como la estructura fina de algunos *shocks* espaciales o las desviaciones observadas recientemente en el espectro de la turbulencia del viento solar.

Abstract / The dynamics of plasmas pervading the interplanetary and interstellar medium are often described within the frame of magnetohydrodynamics (MHD), which involves the coupling between flows and magnetic fields. This theoretical framework adequately models the large scale behavior of a number of processes taking place in these plasmas, such as the generation of magnetic fields by dynamo mechanisms, the impulsive release of magnetic energy in reconnection events or the complex dynamics of turbulent flows. However, there are physical phenomena at smaller spatial scales that cannot be explained within the framework of traditional MHD. Throughout this work we show that the inclusion of additional physical effects such as the Hall current or electron inertia, it becomes possible to describe phenomena such as the fine structure of some shocks or the recently observed deviations in the turbulent energy spectrum of the solar wind.

Keywords / plasmas — instabilities — shock waves — turbulence

1. Introduction

One-fluid magnetohydrodynamics (MHD) provides a reasonable description for relatively large-scale phenomena observed in space and astrophysical plasmas. For instance, the dynamics and heating of the plasma confined in coronal loops, has been thoroughly studied within the framework of one-fluid MHD (Gómez, 1990). Another example is the observation of patterns consistent with the occurrence of MHD instabilities, such as Rayleigh-Taylor in connection with supernova remnants (Velazquez et al., 1998), or Kelvin-Helmholtz in coronal mass ejections. In fact, high resolution images obtained by the *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) on board the *Solar Dynamics Observatory* (SDO) reveal the unfolding of the Kelvin-Helmholtz instability, as coronal mass ejections expand in the ambient corona. In particular, for the 2010 November 3 event (Foullon et al., 2011), a large-scale magnetic field mostly tangential to the interface is inferred, while the magnetic field component along the shear flow is not strong enough to quench the instability (see also Ofman & Thompson 2011 for a 2010 April 8 event). Also, there is compelling observational evidence indicating that the ambient corona is in a small-scale turbulent regime (based on the nonther-

mal broadening of spectral lines), and therefore the criteria for the development of the instability are a-priori expected to differ from the laminar case. In view of these observational findings, we decided to numerically study the evolution of the Kelvin-Helmholtz instability with a turbulent background, by performing three-dimensional simulations of the magnetohydrodynamic equations (Gómez et al., 2016). The instability is driven by a velocity profile tangential to the CME-corona interface, which we simulate through a hyperbolic tangent profile, while the turbulent background is generated by the application of a stationary stirring force. These results are presented in §2.

The sustained improvement in cadence and spatial resolution of astronomical and space instruments led to the observation of physical processes taking place at smaller scales. As we move to smaller spatial and temporal scales, one-fluid MHD might become insufficient to describe some of the physics observed on space and astrophysical plasmas. When the ion inertial scale becomes non-negligible, the Hall effect must be included, giving rise to a Hall-MHD description (Gómez et al., 2013) (see also Gómez et al. 2008 for plasmas embedded in strong magnetic fields). One of the environments where new physical effects have actually been

observed and are being actively studied, is the solar wind turbulence. For instance, Sahraoui et al. (2009) obtained clear evidence of two break points in the magnetic energy spectra observed by the multi-spacecraft Cluster mission. These break points are inconsistent with the traditional MHD description, which predicts a single power law spectrum (Kolmogorov-like) all the way down to dissipative scales. Multi-fluid models represent a step forward with respect to one-fluid MHD and also Hall-MHD, incorporating new physical effects along with new spatial and temporal scales. We have recently presented a two-fluid MHD description (Andrés et al., 2014b) which retains the effects of the Hall current, electron pressure and electron inertia. According to this two-fluid description, ions and electrons introduce their inertial length scales λ_i and λ_e , which are not present in one-fluid MHD. We performed numerical simulations of the two-fluid MHD equations, and observe that the magnetic energy spectrum indeed shows two break points at wavenumbers associated with spatial scales λ_i and λ_e . In §3. we show these numerical results and discuss the connection with the magnetic energy spectrum derived from in-situ measurements.

Another example where the two-fluid MHD framework seems appropriate, is in the description of collisionless shocks. The dynamics of the large-scale regions upstream and downstream from the shock, is presumably well described by one-fluid MHD. The structure of the shock itself, however, is determined by collisionless processes at much smaller spatial scales. Therefore, the inertial scale of the particle species involved is expected to play a role. In §4. we show results from one-dimensional simulations of the two-fluid equations, showing that the electron inertial scale does indeed determine the ramp thickness of perpendicular collisionless shocks.

2. Kelvin-Helmholtz instability in coronal mass ejections

The MHD equations for a fully ionized plasma in the incompressible limit are

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} = -(\mathbf{U} \cdot \nabla) \mathbf{U} + v_A^2 (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} - \nabla P + \nu \nabla^2 \mathbf{U} + \mathbf{F}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{U} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 = \nabla \cdot \mathbf{U}. \quad (3)$$

The velocity \mathbf{U} is expressed in units of a characteristic speed U_0 , the magnetic field \mathbf{B} is in units of B_0 , and we also assume a characteristic length scale L_0 and a spatially uniform particle density n_0 . The (dimensionless) Alfvén speed is then $v_A = B_0 / \sqrt{4\pi m_i n_0} U_0$, while η and ν are respectively the dimensionless magnetic diffusivity and kinematic viscosity.

Numerical simulations have progressively become an important tool for the study of plasma flows. Over the years, we developed a diversity of parallel codes based on pseudo-spectral methods aimed at speeding

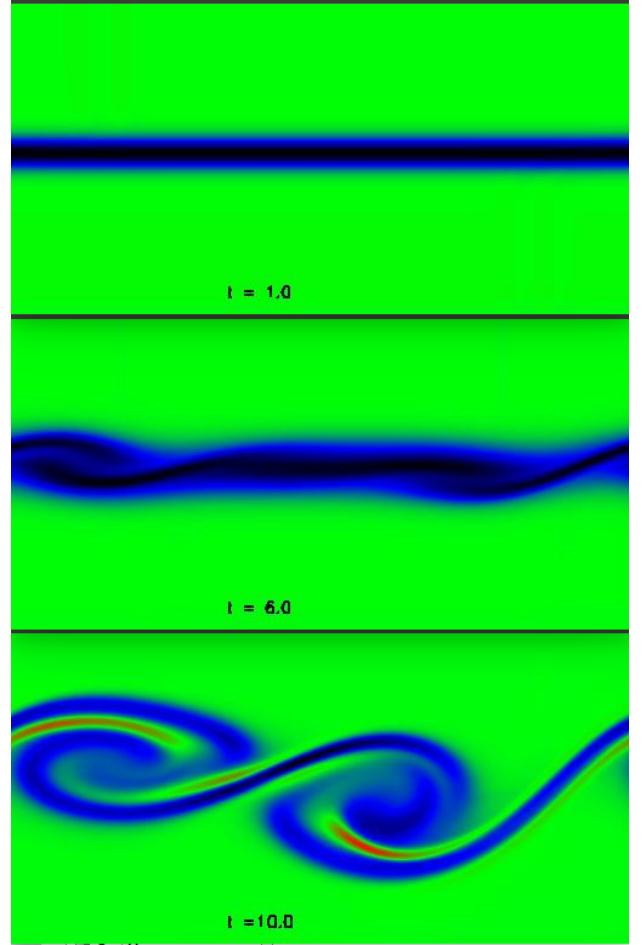


Figure 1: Vorticity $\omega_z(x, y)$ at three successive times, as labelled. Green corresponds to $\omega_z = 0$, while black (red) corresponds to negative (positive) values.

up large Reynolds number simulations (Gómez et al., 2005). One of the features of the simulations reported here, is to maintain a hyperbolic tangent profile $U_y(x) = U_0 \tanh(\frac{x}{\Delta})$, which will drive the Kelvin-Helmholtz instability with a growth rate γ_{KH}

$$\left(\frac{\gamma_{KH} \Delta}{U_0} \right)^2 = \frac{1}{4} (e^{-4k\Delta} - (2k\Delta - 1)^2). \quad (4)$$

The time evolution of the vorticity component $\omega_z(x, y, t)$ is shown in Fig. 1, which displays the well known K-H pattern. Green corresponds to $\omega_z = 0$, while black (red) corresponds to negative (positive) values of the vorticity component ω_z .

As mentioned, we superimpose a small-scale turbulent background in our simulations. We do this by applying a stationary force to all modes within a thin spherical shell of radius $k_{turb} = 1/l_{turb}$ in Fourier space. The nonlinear interactions between these Fourier modes being externally driven with a force of intensity f_{turb} , will develop a stationary turbulent regime with an energy cascade that involves all wavenumbers $k \geq k_{turb}$. We choose l_{turb} to be much smaller than the wavelength observed for the KH pattern, and even somewhat smaller than the thickness Δ of the shear layer

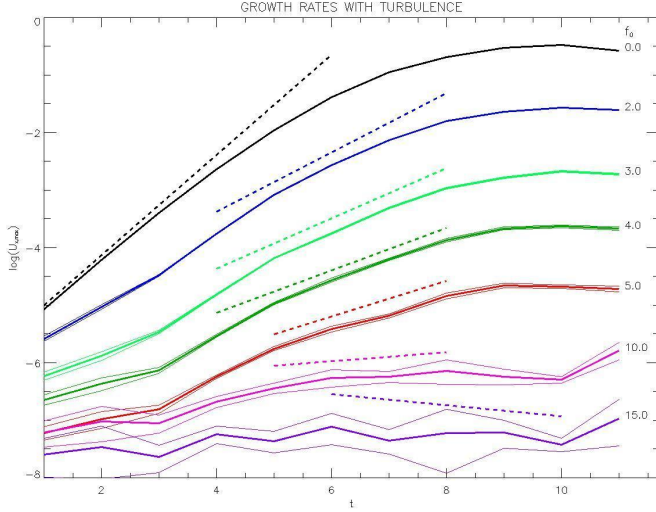


Figure 2: Maximum U_x vs. time in a lin-log plot for different turbulence intensities (labelled). Dotted lines correspond to the theoretical growth rate.

(i.e. $l_{turb} < \Delta$).

In Fig. 2 we superimpose the maximum value of $U_x(x, y)$ vs. time for several runs with different values of intensity for the turbulent background. Since it is a lin-log plot, the straight line fit provides the growth rate for each run.

The expected effect of the small-scale turbulence on the large scale instability, is an effective or enhanced diffusivity. As a result, the modified instability growth rate is expected to be

$$\gamma(k) = \gamma_{KH}(k) - \nu_{turb} k^2, \quad (5)$$

where $\gamma_{KH}(k)$ is given in Eq. (4) and ν_{turb} is an effective or turbulent viscosity. On dimensional arguments, the turbulent viscosity introduced in Eq. (5) should depend on the turbulence parameters f_{turb} and l_{turb} like

$$\nu_{turb} = 18.8 (f_{turb} l_{turb}^3)^{1/2}, \quad (6)$$

where the numeric factor is the best fit to our simulations.

Kelvin-Helmholtz is a well-known macroscopic and ideal shear-driven instability, but certainly not the only one. In low-density plasmas, for which the Hall effect becomes non-negligible, the so-called *Hall magnetoshear* instability can also take place. Gómez et al. (2014) performed three-dimensional simulations of the Hall-MHD equations where these two shear-driven instabilities are present. The main result from this study is that when the shear flow is so intense that its vorticity surpasses the ion-cyclotron frequency, the Hall magnetoshear instability becomes more important than Kelvin-Helmholtz. The Hall magnetoshear instability might be important on highly sheared astrophysical flows, such as near the boundaries of astrophysical jets. It should not be confused with the well known *Magneto-Rotational* instability (Gómez, 2009), which takes place in accretion disks, since the magnetoshear instability does not require a rotating flow to occur.

3. Two-fluid turbulence in the solar wind

We use a standard parallel pseudospectral code to evaluate the nonlinear terms and numerically integrate the two-fluid MHD or EIHMD (Electron Inertia Hall MHD) equations (see details in Andrés et al. 2014b). A second-order Runge-Kutta time integration scheme is used. Periodic boundary conditions are assumed in both directions of a square box and no external forcing is applied. Initial conditions are non-zero for all Fourier modes in a shell in k -space where $3 \leq k \leq 4$. For the run shown in Fig. 3 spatial resolution is 1024^2 grid points, $\lambda_i = 0.1$ and the mass ratio is $(m_i + m_e)/m_e = 25$. The inertial scales are then $\lambda_{i,e} = c/\omega_{i,e}$, where $\omega_{i,e}$ is the ion and electron plasma frequency. The wavenumbers $k_{\lambda_{i,e}}$ associated to the inertial scales are simply $k_{\lambda_{i,e}} = 1/\lambda_{i,e}$.

The code is run for sufficiently long times, until a quasi-stationary turbulent regime is established. In Andrés et al. (2014b) we have discussed how the presence of the inertial lengthscales causes the appearance of three different regions in wavenumber space, characterized by different slopes in the magnetic energy power spectrum:

- MHD region ($k < 1/\lambda_i$): In this region $E_k \simeq B_k^2/k \simeq \epsilon^{2/3} k^{-5/3}$.
- Hall-MHD region ($1/\lambda_i < k < 1/\lambda_e$): In this intermediate region $E_k \simeq B_k^2/k \simeq (\epsilon/\lambda)^{2/3} k^{-7/3}$.
- Electron-dominated region ($1/\lambda_e < k$): In this large- k region is $B_k^2/k \simeq (\epsilon/(\delta\lambda^3))^{2/3} k^{-11/3}$.

In these expressions, ϵ is the total energy dissipation rate characterizing the quasi-stationary turbulent regime, $\lambda = c/\omega_M$ and $\delta = m_e/M$, where $M = m_i + m_e$. These slopes are derived from a dimensional analysis performed on the nonlinear energy flow in wavenumber space. They are also rigorously supported by the von Karman-Howarth equation (von Karman & Howarth, 1938) associated to a two-fluid MHD description, as recently shown by Andrés et al. (2016b). In the paradigmatic case of incompressible hydrodynamic turbulence, the von Karman-Howarth equation is one of the cornerstones of turbulence theory, relating the time evolution of the second-order correlation velocity tensor to the divergence of the third-order correlation velocity tensor. This important result has been extended to one-fluid MHD turbulent plasmas, and also to include the Hall effect. Recently, Andrés et al. (2016b) extended its validity to two-fluid MHD turbulence, and the previous results can be regarded as particular cases in the proper asymptotic limits.

The two break points observed in our simulations, respectively at k_{λ_i} and k_{λ_e} , suggest that the spectra observed by Sahraoui et al. (2009) might be explained within the framework of two-fluid MHD. This is still a matter of debate, since at scales as small as the electron inertial length, other kinetic effects are important and might play a role in shaping up the spectrum.

In a related study (Andrés et al., 2016a), we also found that two-fluid MHD produces significant departures from one-fluid MHD in magnetic reconnection events. The traditional Sweet-Parker model for magnetic reconnection (Parker, 1957) relies on Joule dissipation to reconnect field lines and it is far too inefficient for

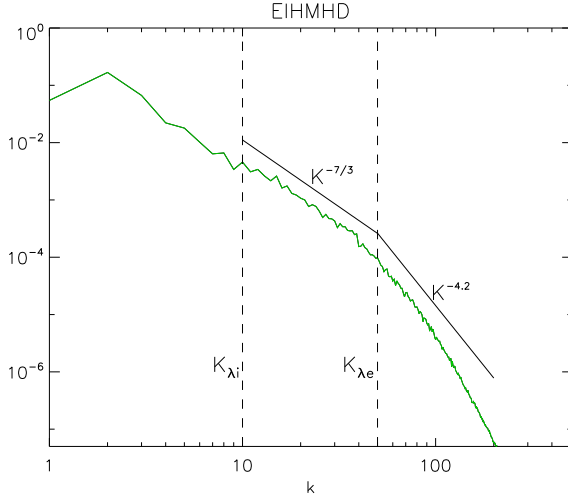


Figure 3: Power spectrum of magnetic energy for a two-dimensional EIHMHD simulation with $\lambda_i = 0.1$ and $M/m_e = 25$.

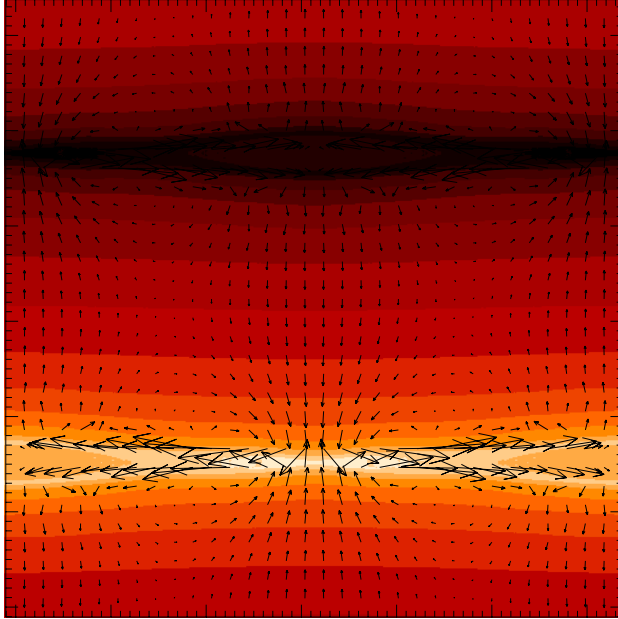


Figure 4: Current density $j_z(x, y)$ showing positive (white) and negative (black) current sheets. The arrows show the electron velocity field.

most space and astrophysical plasma situations. However, when the inertial scales are larger than the dissipative Joule scale, two-fluid effects should be considered. Our simulations show that the thickness of the

current sheet during reconnection is as thin as the electron inertial scale, and the reconnection rate scales with the ion inertial length (see also Andrés et al. 2014a). Fig. 4 shows the distribution of current density $j_z(x, y)$, displaying a positive (negative) current sheet in white (black). Overlaid, the arrows illustrate the velocity of electrons approaching the reconnection sites from above and below, and flowing out at the sides at superalfvénic speeds. In particular, this reconnection regime qualifies as fast reconnection, since the reconnection rate becomes independent of the plasma electric resistivity.

4. Two-fluid model of perpendicular shocks

Shocks are ubiquitous in space and astrophysical plasmas, and transform the kinetic energy of the flow into thermal energy and particle acceleration. The details of this energy transfer are not completely understood, but it is a multiscale process related to the spatial and temporal structure of the electromagnetic fields within the inner shock structure. In low density plasmas, the mean free path of particles becomes much larger than the shock thickness, and therefore particle collisions play no role in the shock structure.

Perpendicular shocks (i.e. those for which the magnetic field remains tangential to the shock) are particularly interesting, since magnetic pressure causes them to behave quite differently from hydrodynamic shocks. Schwartz et al. (2011) have recently obtained that the thickness of the Earth bow shock is only a few electron inertial lengths, from in-situ observations performed by the four Cluster spacecrafts (see also Mazelle et al. 2010).

Following the one-dimensional model for plasma solitons sketched by Balogh & Treumann (2013), we derived one-dimensional two-fluid equations to study the dynamics of waves propagating in directions perpendicular to the magnetic field. In this simplified one-dimensional geometry, only the fast magnetosonic mode is able to propagate. We therefore performed simulations to follow the propagation of a finite amplitude fast magnetosonic wave to study the generation of fast magnetosonic shocks as well as their internal structure once they are formed. The initially sinusoidal profile evolves in time into a shock, as shown in Fig. 5 for the particle density ($n_e = n_i$ due to quasi-neutrality), the parallel velocity (in the direction of propagation), the perpendicular (i.e. tangent to the shock) electron velocity ($u_{\perp,i} = -(m_e/m_i)u_{\perp,e}$), the (perpendicular) magnetic field, as well as the parallel and perpendicular components of the electric field. All these profiles propagate to the right in the periodic box, displaying a shock at the front and a trailing magnetosonic wave in the “shocked” region. The electric field component along the magnetic field is particularly interesting, since it is the component responsible of accelerating individual particles. However, the acceleration process itself is beyond the scope of a fluidistic description, as the one presented here.

To study the structure of the shock ramp, we performed simulations with different values of the mass ratio M/m_e . In Fig. 6 we show the parallel velocity profile $U_x(x)$ for different mass ratios (labelled) at a fixed time

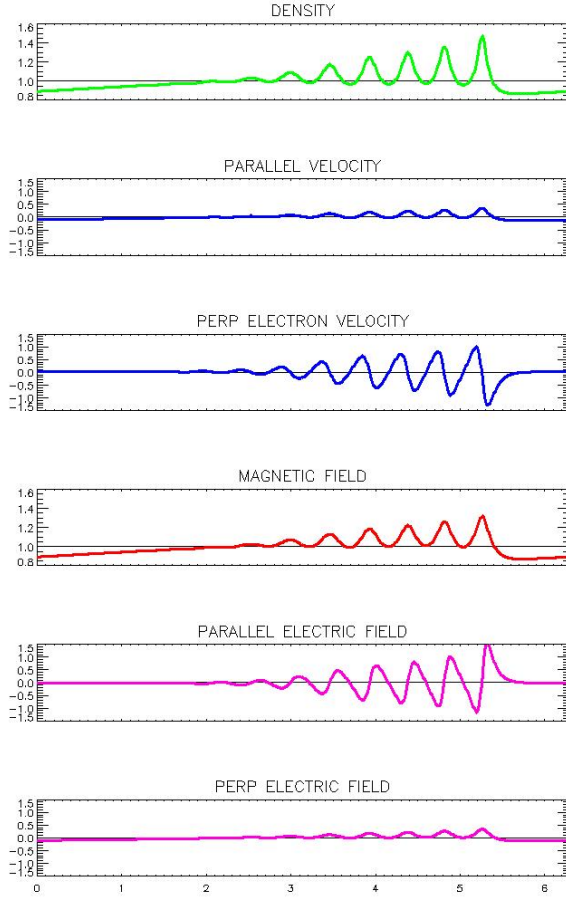


Figure 5: Profiles of the various fields across the shock direction for $M/m_e = 100$.

where the shock ramp has formed and propagates unchanged. The dark blue trace indicates the ramp portion of each profile. We obtain that the thickness of the ramp is proportional to the square root of the mass ratio and therefore it correlates with the electron inertial length λ_e . This numerical result is exactly coincident with the observations reported by Schwartz et al. (2011).

5. Conclusions

The dynamics of interplanetary and interstellar plasmas are usually described within the framework of the traditional one-fluid MHD. In this context, we presented recent simulations aimed at modelling the evolution of a large-scale Kelvin-Helmholtz unstable configuration, embedded in a turbulent background. The results arising from these simulations were compared with AIA/SDO images of the solar corona, where a Kelvin-Helmholtz pattern is observed to progress at one of the flanks of a coronal mass ejection. As expected, the role of the turbulent background is to slow down the instability. In order for the observed instability growth rate to match the one arising from our simulations, the background turbulence should indeed have a correlation length of less than 200 km, which is somewhat below

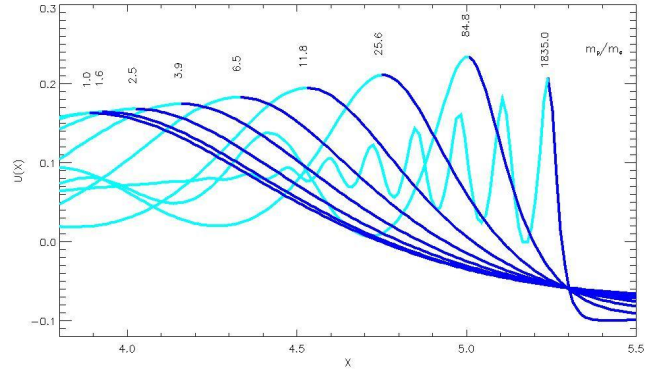


Figure 6: Velocity profile $U_x(x)$ for different mass ratios m_e/m_i as labelled. The dark blue trace shows the shock ramp portion of the profile.

the spatial resolution of present-day instruments. Even though spatially unresolved, this background turbulence is responsible for the nonthermal broadening (of about 60 km/s) of several spectral lines observed in the corona.

On the other hand, one-fluid MHD has its own limitations, since there are physical phenomena at smaller spatial scales that cannot be adequately explained. We showed that within the more general framework of two-fluid MHD, the inclusion of additional physical effects such as the Hall current or electron inertia, it becomes possible to describe some of these phenomena. One of the examples is the small scale structure of the solar wind turbulence. We report magnetic energy spectra arising from two-fluid MHD turbulent simulations, showing break points at the ion and electron inertial scales λ_i and λ_e . The occurrence of these breaks as well as the spectral slopes in each range, are confirmed by elementary dimensional analysis and by the more rigorous arguments based on the von Karman-Howarth equation. Moreover, these numerical results are strikingly similar to those derived from in-situ observations of the solar wind performed by the multi-spacecraft Cluster mission.

Another example where a two-fluid MHD description is expected to be relevant, is in collisionless shocks. Shocks separate two relatively large-scale regions (upstream and downstream), for which a one-fluid MHD description is presumably adequate. However, the internal structure of the shock itself is determined by much smaller spatial scales, which for low density plasmas is not related to collisional processes. The recent observation that the Earth bow shock has a thickness of only a few λ_e , led us to develop a one-dimensional two-fluid MHD model to follow the propagation and nonlinear dynamics of finite amplitude fast magnetosonic waves. Our simulations have shown that fast magnetosonic waves propagating perpendicular to the magnetic field not only evolve to form shocks, but also that once these shocks are formed, their ramp thicknesses are of the order of a few electron inertial length scales.

In summary, we have seen a few examples where magnetohydrodynamics have been used to describe the behavior of space and astrophysical plasmas. Although one-fluid MHD is often appropriate for the large-scale

behavior, at smaller spatial scales two-fluid MHD provides a reasonable theoretical description for new physical phenomena. However, it is important to emphasize that there are a number of purely kinetic plasma processes, such as particle acceleration or Landau damping, that are beyond the scope of a fluidistic framework and require a more fundamental theoretical description.

Acknowledgements: Dr. Sersic was undoubtedly one of the most prestigious astronomers in Argentina. It is therefore an immense honor to receive the *Jose Luis Sersic* award to Senior Researchers. I feel greatly indebted to the *Asociación Argentina de Astronomía* for granting me this award, To my advisors, Dr. Virpi Niemela (graduation thesis) and Dr. Constantino Ferro Fontán (PhD thesis), I am really thankful for their guidance and support in the early stages on this journey. I am also specially grateful to the public education system in Argentina, of which I am one of the very many proud beneficiaries.

The research presented here has been supported by grants PICT 1707/2015 from the Agencia Nacional de Promoción de Ciencia y Tecnología (Argentina) and UBACyT 20020130100629BA/2014 from the University of Buenos Aires (Argentina).

References

- Andrés N., et al., 2014a, *Physics of Plasmas*, 21, 072904
 Andrés N., et al., 2014b, *Physics of Plasmas*, 21, 122305
 Andrés N., Dmitruk P., Gómez D., 2016a, *Physics of Plasmas*, 23, 022903
 Andrés N., et al., 2016b, *Phys. Rev. E*, 93, 063202
 Balogh A., Treumann R. A., 2013, *Physics of Collisionless Shocks: Space Plasma Shock Waves*, ISSI Scientific Report Series, Volume 12. ISBN 978-1-4614-6098-5. Springer Science+Business Media New York, 2013
 Foullon C., et al., 2011, *ApJ*, 729, L8
 Gómez D. O., Mininni P. D., Dmitruk P., 2005, *Phys. Scripta* Vol. T, 116, 123
 Gómez D. O., Mahajan S. M., Dmitruk P., 2008, *Physics of Plasmas*, 15, 102303
 Gómez D. O., Martín L. N., Dmitruk P., 2013, *Adv. Space Res.*, 51, 1916
 Gómez D. O., Bejarano C., Mininni P. D., 2014, *Phys. Rev. E*, 89, 069906
 Gómez D. O., DeLuca E. E., Mininni P. D., 2016, *ApJ*, 818, 126
 Gómez D. O., 1990, *Fund. Cosmic Phys.*, 14, 131
 Gómez D. O., 2009, *Compact Objects and Their Emission*. Asociación Argentina de Astronomía, Book Series, vol. 1, pp 123–146
 Mazelle C., et al., 2010, *Twelfth International Solar Wind Conference*, 1216, 471
 Ofman L., Thompson B. J., 2011, *ApJ*, 734, L11
 Parker E. N., 1957, *J. Geophys. Res.*, 62, 509
 Sahraoui F., et al., 2009, *Physical Review Letters*, 102, 231102
 Schwartz S. J., et al., 2011, *Physical Review Letters*, 107, 215002
 Velazquez P. F., et al., 1998, *A&A*, 334, 1060
 von Karman T., Howarth L., 1938, *Proceedings of the Royal Society of London Series A*, 164, 192

Comparación del estado termodinámico de la baja corona solar en tres ciclos solares

D.G. Lloveras¹, F.A. Nuevo^{1,2}, A.M. Vásquez^{1,2,3}

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

² *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

³ *Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina*

Contacto / dlloveras@iafe.uba.ar

Resumen / La actividad magnética solar presenta un ciclo periódico de unos 11 años de duración. Los últimos tres ciclos indican una disminución sistemática de la actividad. Presentamos un estudio comparativo de rotaciones características de los dos últimos mínimos solares (1996 y 2009) y una rotación reciente (julio 2017) utilizando la técnica de *Tomografía de Medida de Emisión Diferencial* (DEMT, por sus siglas en inglés). Para analizar estas rotaciones utilizamos datos de los instrumentos EIT/SOHO, EUVI/STEREO y AIA/SDO respectivamente. Combinando DEMT con extrapolaciones potenciales del campo magnético fotosférico utilizando un modelo *Campo Potencial con Superficie Fuente* (PFSS, por sus siglas en inglés) se permite estudiar la termodinámica de la baja corona a lo largo de las líneas de campo. Realizamos comparaciones del estado termodinámico de la corona solar en rotaciones seleccionadas de los dos últimos mínimos solares y una actual, cercana al mínimo de actividad.

Abstract / The solar magnetic activity exhibits a cycle about 11 years long. The last three cycles show a systematic decrease of activity. We present a comparative analysis of characteristic rotations from the last two solar minima (1996 and 2009) and a recent rotation (July 2017) using the *Differential Emission Measure Tomography* (DEMT) technique. To study the rotations we use data taken by the instruments EIT/SOHO, EUVI/STEREO and AIA/SDO respectively. Combining DEMT with potential extrapolations of the photospheric magnetic field using a *Potential Field Source Surface* (PFSS) method allows studying the thermodynamic state of the low corona through the magnetic field lines. We make comparisons of the thermodynamic state of the solar corona in selected rotations of the last two solar minima and a recent one, close to the minimum of activity.

Keywords / Sun: corona — Sun: activity — Sun: UV radiation — Sun: magnetic fields

1. Introducción

Los últimos tres ciclos de manchas solares han mostrado un sistemático decrecimiento de actividad*. El último mínimo solar ha sido particularmente extenso, evidenciando un bajo nivel de actividad durante casi un año entero entre 2008 y 2009. A lo largo de este período muchas rotaciones de Carrington (CR, por sus siglas en inglés) no han mostrado prácticamente ninguna mancha solar. Al mismo tiempo el último mínimo solar fue magnéticamente más débil que el ciclo solar 22/23 el cual fue más corto, más activo, y manifestó mayor intermitencia en su serie temporal de manchas solares.

Un estudio en radiancia de luz blanca de Lamy et al. (2014) reportó diferencias sistemáticas durante los últimos dos mínimos utilizando datos de Large Angle and Spectrometric Coronagraph (LASCO-C2) a bordo del Solar and Heliospheric Observatory (SOHO). Un estudio comparativo de la estructura tridimensional (3D) de la corona solar con tomografía en extremo ultravioleta (EUV) fue realizada por Lloveras et al. (2017) donde analizaron rotaciones representativas de los últimos dos mínimos solares y reportaron diferencias estadísticas. En el presente trabajo se pretende extender el análisis

de Lloveras et al. (2017) a uno preliminar considerando una rotación reciente cercana al mínimo. Específicamente analizamos CR-1915 (octubre 1996) con datos del Extreme ultraviolet Imaging Telescope (EIT) a bordo de SOHO y CR-2081 (marzo 2009) con datos del Extreme UltraViolet Imager (EUVI) a bordo del Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO) (mismas rotaciones que Lloveras et al. (2017)), y extendimos el análisis a la rotación CR-2192 (julio 2017) con datos del Atmospheric Imaging Assembly (AIA) a bordo del Solar Dynamics Observatory (SDO).

2. Método

Utilizando una serie temporal de imágenes EUV que cubren una rotación solar completa, la técnica DEMT permite reconstruir la distribución 3D de la emisividad en cada banda del telescopio EUV. Los valores de emisividad se obtienen en una malla esférica que cubre alturas de 1.0 a 1.25 R_{\odot} con celdas de tamaño 0.01 R_{\odot} en dirección radial y 2° en direcciones angulares.

Mediante el conjunto de valores de emisividad de cada banda y conocida la función de respuesta en temperatura (TRF, por sus siglas en inglés) de las distintas bandas del telescopio EUV, se calcula en cada celda tomográfica la medida de emisión diferencial local

*<http://solarscience.msfc.nasa.gov/images/Cycle22Cycle23Cycle24big.gif>

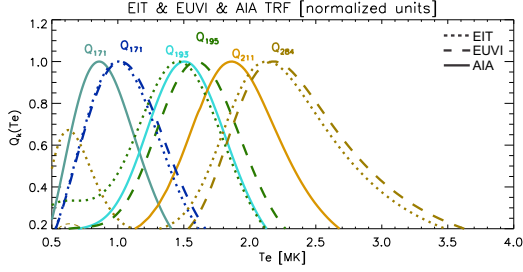


Figura 1: Respuestas térmicas normalizadas de los tres filtros de EIT/SOHO (líneas punteada), EUVI/STEREO (rayada) y AIA/SDO (sólida).

(LDEM, por sus siglas en inglés). La Fig. 1 muestra las TRFs de cada instrumento para cada banda utilizada en este análisis. La LDEM es una medida de la distribución térmica del plasma contenido en una celda. Determinando sus momentos de orden cero y orden uno se puede calcular la densidad y temperatura electrónica. De esta forma, el resultado final de la técnica DENT es la distribución 3D de la densidad y temperatura electrónica en la malla de cálculo tomográfica. Una descripción detallada de la técnica DENT puede hallarse en Frazin et al. (2009). Para modelar el campo magnético coronal utilizamos un modelo PFSS, el cual extrapola el campo magnético fotosférico. Para las rotaciones CR-1915 y CR-2081 utilizamos como dato magnetogramas sinópticos del Michelson Doppler Imager (MDI) a bordo de SOHO, mientras que para CR-2192 utilizamos magnetograma sinóptico tomado con Global Oscillation Network Group (GONG). Finalmente los resultados DENT son trazados a lo largo de las líneas magnéticas extrapoladas permitiendo analizar la termodinámica del plasma a lo largo del campo magnético. Para una explicación detallada el lector puede referirse a Huang et al. (2012) y Nuevo et al. (2013).

3. Resultados

Como ejemplo de los productos obtenidos con la técnica DENT, mostramos en las Figuras 2 y 3 cortes a dos alturas de la distribución 3D de densidad y temperatura electrónica (N_e y T_e) para las 3 CR analizadas. La línea sólida negra demarca las líneas magnéticas abiertas (zona polar) de las líneas cerradas. Las celdas negras representan celdas no reconstruidas por la técnica.

Los cortes en densidad en la Fig. 2 muestran un decaimiento con la altura (exponencial) en las tres rotaciones, y una disminución sistemática en la densidad basal en la región magnéticamente cerrada de las rotaciones más recientes. En la Fig. 3 se observa que en la región cerrada, en general, la temperatura de CR-2081 fue menor que CR-2192 y ésta a su vez menor que CR-1915.

La combinación del trazado de líneas magnéticas del modelo PFSS con la reconstrucción DENT permite la determinación de la densidad electrónica y la temperatura a lo largo de las líneas.

En cada línea trazada se utiliza un modelo hidrostático isotérmico para ajustar la escala de altura y la densidad en la base de la grilla tomográfica (N_{basal}). De

la misma manera la temperatura a lo largo de las líneas de campo es ajustada con una recta. Para asegurarnos de que la estadística sea representativa de los resultados DENT-PFSS solamente consideramos las líneas de campo cuyo coeficiente de determinación del ajuste cumpla $r^2 > 0.8$. Analizamos la termodinámica de la región magnéticamente cerrada en forma estadística. En el presente análisis se consideró para CR-1915 la longitud 0 - 200 dejando fuera de la estadística la región activa. Debido a que las TRFs de AIA difieren de las de los demás instrumentos, se realizó una corrección a la densidad y temperatura electrónica de CR-2192 para su correcta comparación, ver Fig. 6 en Nuevo et al. (2015).

Finalmente la Fig. 4 muestra histogramas estadísticos normalizados de N_{basal} , T_e , λ_n y B_r para las tres rotaciones junto con las estadísticas asociadas.

4. Conclusiones y pasos futuros

- El Streamer de CR-1915 en comparación con CR-2081 mostró en promedio: campo magnético basal 20 % menor, densidad basal 6 % menor, temperatura 13 % menor y escala de altura 6 % menor respectivamente.
- El Streamer de CR-2192 en comparación con CR-2081 y CR-1915 mostró en promedio: campo magnético basal 20 % y 35 % menor, densidad basal 19 % y 23 % menor, temperatura 8 % mayor y 7 % menor y escala de altura 9 % y 3 % mayor respectivamente.

Con el fin de comprender las razones físicas de las diferencias termodinámicas observadas modelaremos la estructura de la corona para las rotaciones analizadas. Para esto utilizaremos el modelo magnetohidrodinámico (MHD) de la cromósfera y corona solar, Alfvén Wave Solar Model (AWSOM, van der Holst et al. (2014)) del Space Weather Modeling Framework (SWMF). Los resultados del análisis DENT se utilizarán como herramienta de validación de las simulaciones MHD. El propósito es realizar un estudio de la evolución del estado termodinámico de la baja corona a escala global en diversos ciclos solares. El mismo se focalizará inicialmente en los mínimos de actividad entre ciclos, y luego se extenderá a rotaciones con mayor nivel de actividad. El propósito es por un lado realizar validación sistemática de la última versión del modelo AWSOM, y por otro lado aportar resultados que permitan comprender las razones físicas de las diferencias observadas en los diversos períodos analizados. Los resultados aquí presentados constituyen un primer paso en esta dirección.

Referencias

- Frazin R. A., Vásquez A. M., Kamalabadi F., 2009, ApJ, 701, 547
 Huang Z., et al., 2012, ApJ, 755, 86
 Lamy P., et al., 2014, Journal of Geophysical Research (Space Physics), 119, 47
 Lloerens D. G., et al., 2017, Sol. Phys., 292, 153
 Nuevo F. A., et al., 2013, ApJ, 773, 9
 Nuevo F. A., et al., 2015, ApJ, 811, 128
 van der Holst B., et al., 2014, ApJ, 782, 81

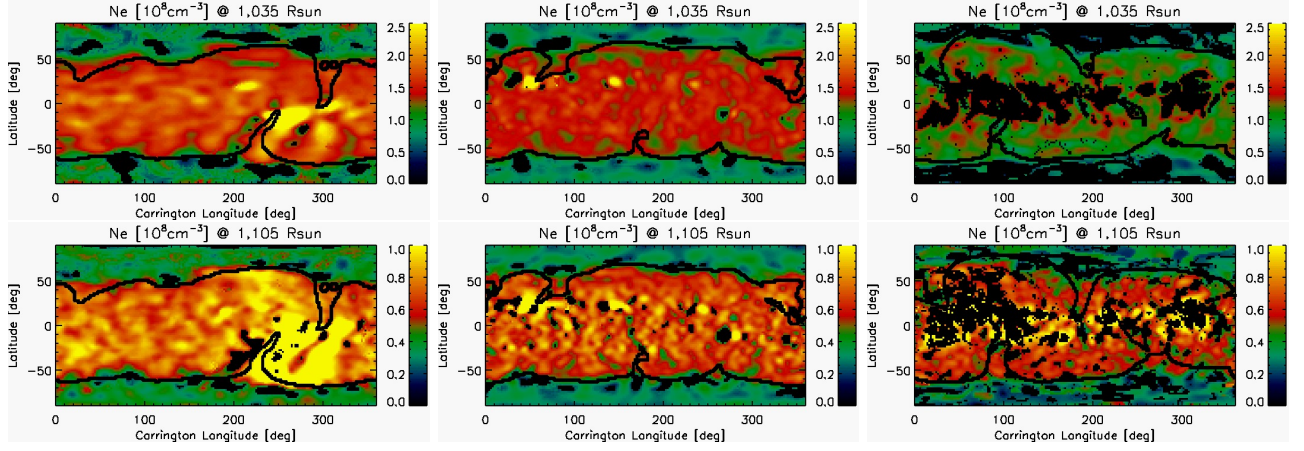


Figura 2: Corte de cáscaras esféricas de densidad electrónica de CR-1915, 2081 y 2192 (izq., medio y der. respectivamente) para la altura $1.035 R_{\odot}$ (arriba) y $1.105 R_{\odot}$ (abajo). La curva sólida negra marca el límite entre la estructura magnéticamente cerrada (streamer) y la región magnéticamente abierta (coronal). Las celdas negras indican celdas no reconstruidas.

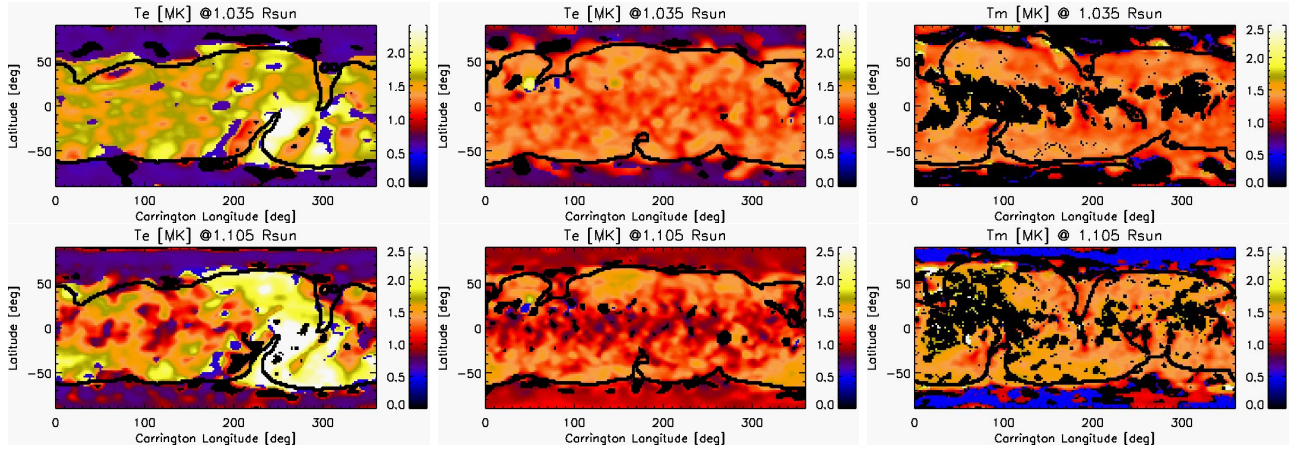


Figura 3: Igual que Fig. 2 pero para la temperatura electrónica.

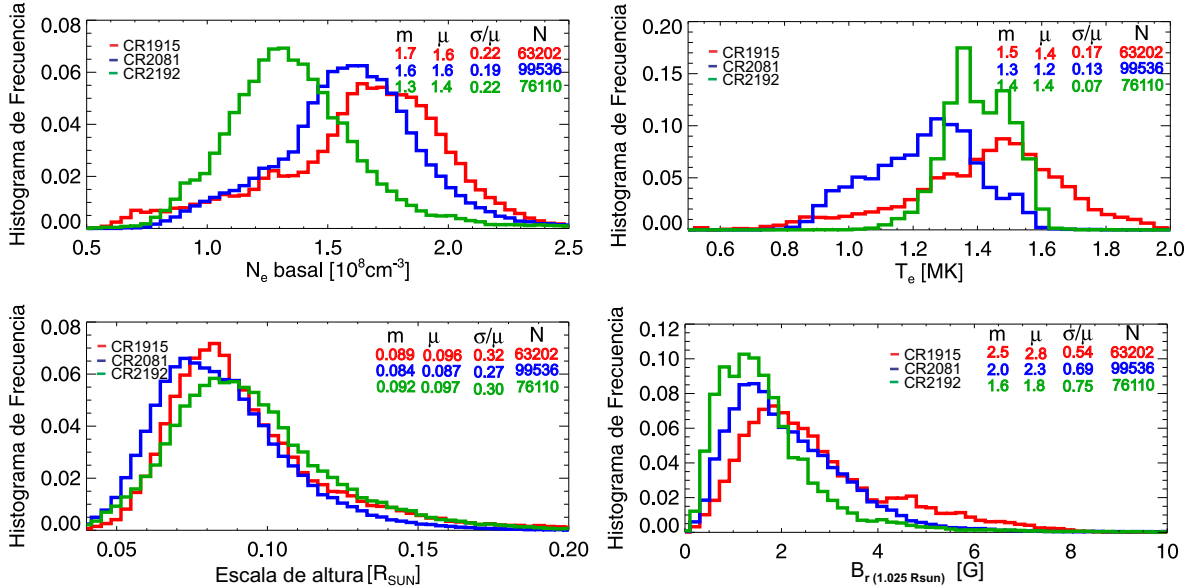


Figura 4: Histograma en frecuencia de CR-1915, 2081 y 2192 (en rojo, azul y verde respectivamente) de densidad basal (N_{basal}), temperatura (T_e), escala de altura y campo magnético basal ($B_r(1.025 R_{\odot})$) junto con sus estadísticas asociadas mediana, media, dispersión y cantidad de líneas utilizadas en la estadística (m , μ , σ/μ y N respectivamente).



Estudio del balance de energía en la corona solar con tres y cuatro bandas de SDO/AIA

C. Mac Cormack¹, F.A. Nuevo^{1,2}, A.M. Vásquez^{1,3}, M. López Fuentes¹, R.A. Frazin⁴, E. Landi⁴

¹ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

² Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

³ Departamento de Ciencia y Tecnología, UNTREF, Argentina

⁴ Department of Climate and Space Sciences and Engineering, University of Michigan, EEUU

Contacto / cmaccormack@iafe.uba.ar

Resumen / En trabajos anteriores se desarrolló una técnica para estimar el flujo de energía inyectado en la base coronal de los arcos magnéticos de la corona quiescente para que los mismos sean termodinámicamente estables. Esta técnica combina reconstrucciones tridimensionales (3D) de la densidad y temperatura electrónica, basadas en tomografía de medida de emisión diferencial (DEMT, por sus siglas en inglés), con extrapolaciones potenciales del campo magnético medido en la fotosfera. Esta técnica fue aplicada utilizando tres bandas de telescopios EUV cuyas sensibilidades térmicas abarcaban el rango de temperaturas coronales características, de ~ 1 a 2 MK. El objetivo del trabajo es extender el rango de temperaturas observadas utilizando una cuarta banda, cuyo rango de sensibilidad se extiende a los ~ 2.5 MK.

Abstract / A semi-empirical technique was developed to estimate the energy flux input required at the coronal base of magnetic loops in the quiet corona so that they are thermodynamically stable. This technique combines three-dimensional reconstructions of electronic density and temperature, based on differential emission measure tomography (DEMT), with potential extrapolations of the magnetic field measured in the photosphere. This technique was applied using three EUV bands with thermal sensitivities in the range of characteristic coronal temperatures, from ~ 1 to 2 MK. We expand the observed temperature range using a fourth band, whose range of sensitivity reaches ~ 2.5 MK.

Keywords / Sun: corona — Sun: activity — Sun: magnetic fields

1. Introducción

Para que un arco magnético perteneciente a la corona quiescente sea termodinámicamente estable, se requiere una inyección de energía desde su base coronal que compense las pérdidas por radiación y conducción a lo largo del mismo. En trabajos anteriores (Mac Cormack et al., 2017) se desarrolló una técnica semiempírica que permite estimar esta cantidad requerida de flujo de energía inyectado. La misma consiste en una combinación de la técnica de tomografía de medida de emisión diferencial (DEMT, por sus siglas en inglés) con un modelo potencial para extrapolar el campo magnético medido en la fotosfera. La técnica DEMT (Vásquez, 2015) permite determinar la densidad electrónica y la temperatura en la corona a partir del cálculo de la medida de emisión diferencial local (LDEM, por sus siglas en inglés). La misma se calcula a partir de series de imágenes obtenidas con telescopios EUV que cubren una rotación solar entera. En este trabajo se realizó un estudio de la rotación de Carrington (CR) 2099 utilizando series de imágenes del telescopio *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA) a bordo de la misión *Solar Dynamics Observatory* (SDO). Para modelar el campo magnético de la corona se aplicó el modelo potencial PFSS desarrollado por Tóth et al. (2011). El mismo usa como condición de contorno fotosférica un magnetograma sinóptico basado

en datos del *Michelson Doppler Imager* (MDI) a bordo del *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO). En las siguientes secciones se detallan las diferencias obtenidas al realizar un estudio de la corona solar utilizando un conjunto de 3 y 4 bandas del telescopio SDO/AIA.

2. Metodología

El telescopio AIA cuenta con 6 bandas que cubren un rango de sensibilidad térmica de $[0.5, 20]$ MK. Debido a que las temperaturas dominantes en la corona quiescente no superan 2 MK, una reconstrucción realizada con las bandas $[171, 193, 211]\text{\AA}$, cuyos máximos de sensibilidad se encuentran cercanos a $[1, 1.5, 2]$ MK respectivamente, ofrece una buena cobertura de las temperaturas típicas del plasma coronal. Sin embargo, la banda 335\AA , cuyo máximo de sensibilidad térmica es ~ 2.5 MK, también puede ser sensible al plasma de ciertas regiones coronales. Estudiamos la CR 2099 con ambos conjuntos de bandas de AIA: Llamaremos AIA-3 al conjunto de tres bandas $[171, 193, 211]\text{\AA}$ y AIA-4 al conjunto $[171, 193, 211, 335]\text{\AA}$.

Para determinar la LDEM que mejor describe cada porción de plasma coronal, se recurre a un modelado paramétrico de la misma que logre reproducir con éxito los datos observados (Frazin et al., 2009). En trabajos previos, se realizaron reconstrucciones tomográficas

basadas en telescopios EUV con 3 bandas (Nuevo et al., 2013; Lloveras et al., 2016) utilizando una función gaussiana para modelar la LDEM. Al ampliar el rango térmico pueden utilizarse modelos paramétricos más complejos. Nuevo et al. (2015) realizaron un estudio de modelos para reconstrucciones con 4 bandas del telescopio AIA encontrando óptima la parametrización con dos gaussianas. Basados en ese trabajo, realizamos el estudio reconstruyendo la LDEM con una gaussiana simple con AIA-3 y una doble con AIA-4. Para más detalle de la técnica tomográfica y parametrización de la LDEM, el lector puede recurrir a Frazin et al. (2009) y Nuevo et al. (2015).

Una vez reconstruida la LDEM en toda la malla tomográfica, se obtienen las distribuciones de densidad y temperatura electrónica tomando los momentos de la misma. La pérdida radiativa se obtiene a partir de la función de pérdida radiativa, $LF(T)$, calculada con el modelo de emisividad espectral CHIANTI. *

Suponiendo una corona estacionaria en la que las potencias por pérdida radiativa E_r y por conducción del calor E_c , son balanceadas por la potencia de calentamiento coronal E_h , se tiene $E_h = E_r + E_c$. Se define el flujo respectivo a cada cantidad ϕ como la integral de la potencia sobre todo el volumen del tubo de flujo magnético, dividida por sus áreas basales. Esto resulta en la ecuación integral $\phi_h = \phi_r + \phi_c$. La cantidad ϕ_h representa así el flujo de energía inyectado en la base coronal, mediante mecanismos diferentes a la conducción térmica, requerido para mantener las estructuras en equilibrio (Mac Cormack et al., 2017).

En este trabajo, las tres cantidades integrales fueron calculadas para cada arco magnético, utilizando ambos conjuntos de bandas: AIA-3 y AIA-4. En la próxima sección se muestran los resultados.

3. Comparación de resultados

En la figura 1 se muestran mapas de Carrington de densidad, temperatura y pérdida radiativa a una altura de $1.075 R_\odot$ para la CR 2099, reconstruidas con AIA-3 y AIA-4.

Al comparar los paneles superiores con los inferiores de la figura 1, puede verse que el agregado de la cuarta banda implica la detección de una cantidad extra de plasma caliente. Esto resulta en una densidad ligeramente mayor y una distribución térmica de mayor temperatura media. Consistentemente, Nuevo et al. (2015) encontraron temperaturas y densidades superiores en 15% y 10% respectivamente al realizar la misma comparación. Las pérdidas radiativas no aumentan demasiado pues el plasma observado por la cuarta banda tiene temperaturas de ~ 2.5 MK, significativamente mayores a la temperatura de pérdidas radiativas más eficiente, que ocurre en torno a ~ 1 MK (Mac Cormack et al., 2017).

En la Figura 2 se muestran las distribuciones de flujos energéticos obtenidos con ambos conjuntos de bandas (AIA-3 y AIA-4) para latitudes medias y bajas. Al

comparar los resultados de AIA-4 respecto a AIA-3, podemos observar, en ambas latitudes, un incremento de la rama negativa de la distribución de flujo conductivo al sumar la cuarta banda del telescopio EUV. Esto tiene un impacto directo en la distribución del flujo de energía inyectado en la base coronal cuya parte negativa crece.

Dado que la reconstrucción con 4 bandas de AIA se realiza con una gaussiana doble, la misma podría ser analizada como dos poblaciones térmicas distintas. Nuevo et al. (2015) sugiere una bimodalidad en el plasma coronal diferenciando ambas poblaciones como una de plasma más tibio ~ 1.5 MK y otra más caliente ~ 2.5 MK. En base a este estudio, se separó la gaussiana correspondiente a la población tibia y se calcularon los flujos energéticos de la misma. Los resultados se muestran en la Figura 3.

Puede verse que la población negativa de flujo de energía inyectado se reduce notablemente y se reproducen los resultados encontrados con el conjunto de bandas AIA-3. Esto indica que el cálculo con tres bandas de AIA reproduce de manera consistente la corona tranquila cuyas temperaturas no superan los 2 MK.

4. Conclusiones

En la comparación de los resultados AIA-4 respecto a AIA-3 se encontraron densidades y pérdidas radiativas ligeramente mayores, indicando que la banda agregada corresponde a la emisión a un plasma muy poco denso. El aumento es más notorio en la temperatura consistentemente con estudios previos de Nuevo et al. (2015). En los flujos de energía se observa un incremento en la rama negativa del flujo conductivo y la consecuente aparición de una parte negativa en la distribución del flujo de energía inyectado. Al separar el estudio de AIA-4 en dos poblaciones térmicas, se observó que la población tibia reproduce los resultados obtenidos con el conjunto de bandas de AIA-3. Como próximo paso se realizará un estudio de la población caliente debida fundamentalmente a la contribución de la cuarta banda del instrumento. Además, los resultados preliminares de este estudio, y los reportados en Mac Cormack et al. (2017), serán comparados con simulaciones magnetohidrodinámicas 3D de la corona solar. Se utilizará la última versión del modelo cromosférico/coronal Alfvén Wave Solar Model (AWSOM) del Space Weather Modeling Framework (SWMF), desarrollado por van der Holst et al. (2014).

Referencias

- Frazin R. A., Vásquez A. M., Kamalabadi F., 2009, ApJ, 701, 547
- Lloveras D. G., et al., 2016, BAAA, 58, 272
- Mac Cormack C., et al., 2017, ApJ, 843, 70
- Nuevo F. A., et al., 2013, ApJ, 773, 9
- Nuevo F. A., et al., 2015, ApJ, 811, 128
- Tóth G., van der Holst B., Huang Z., 2011, ApJ, 732, 102
- van der Holst B., et al., 2014, ApJ, 782, 81
- Vásquez A. M., 2015, Advances in Space Research, in press, doi:10.1016/j.asr.2015.05.047

*URL: <http://www.chiantidatabase.org>

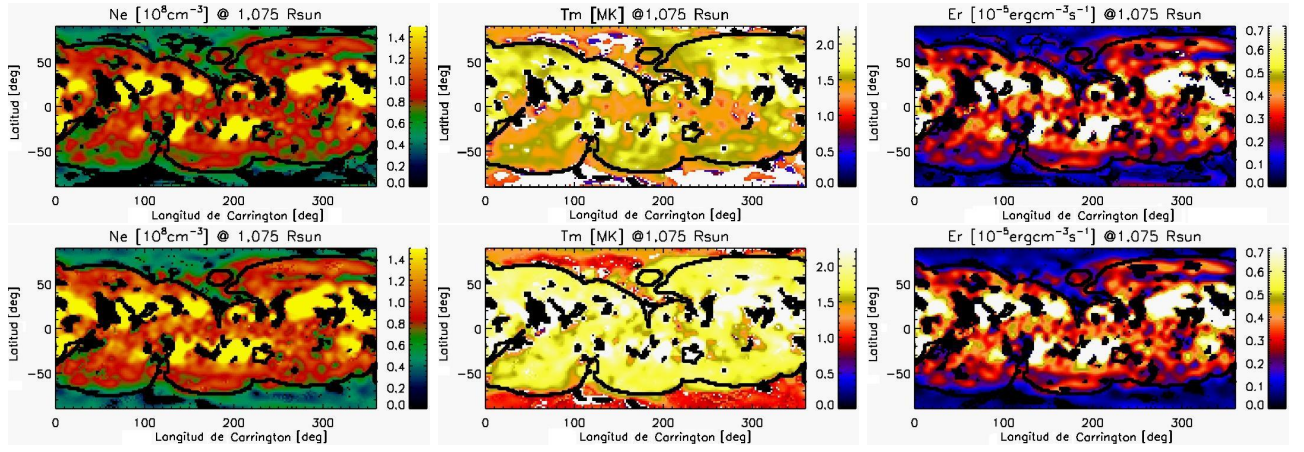


Figura 1: Mapas de Carrington a $1.075 R_{\odot}$ de densidad, temperatura y pérdida radiativa realizados con observaciones de AIA-3 (arriba) y AIA-4 (abajo).

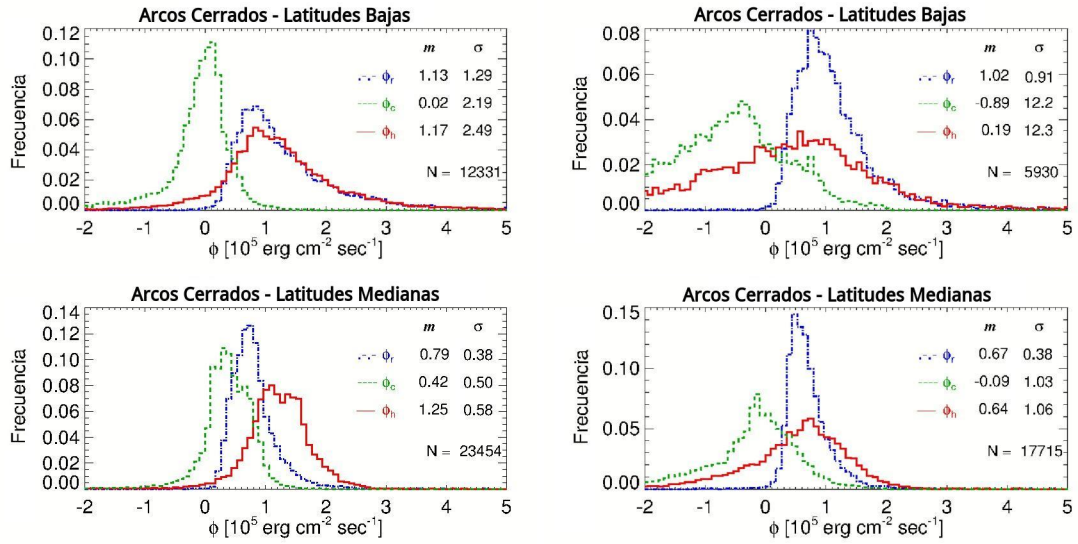


Figura 2: Distribución de flujos energéticos: Radiativo (ϕ_r , en azul), conductivo (ϕ_c , en verde) y de inyección de energía en la base coronal (ϕ_h , en rojo) para las latitudes bajas (arriba) y medias (abajo). Ambos cálculos de flujo fueron realizados para los conjuntos AIA-3 (izquierda) y AIA-4 (derecha).

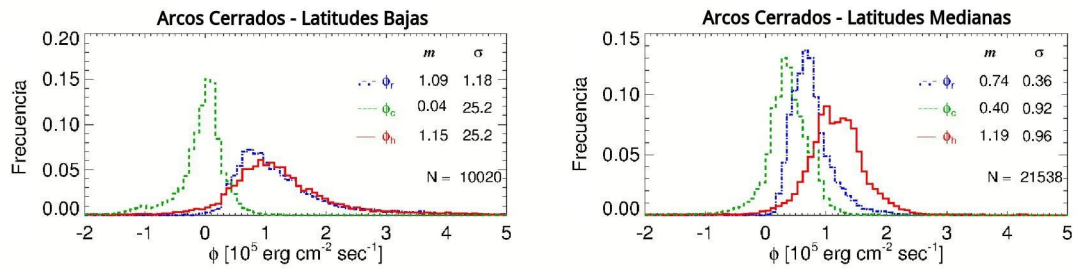


Figura 3: Distribución de flujos energéticos: Radiativo (ϕ_r , en azul), conductivo (ϕ_c , en verde) y de inyección de energía en la base coronal (ϕ_h , en rojo) para las latitudes bajas (izquierda) y medias (derecha) para la población tibia encontrada con AIA-4.



Shifting and broadening of coronal spectral lines by nanoflare heating

M. López Fuentes¹, J. A. Klimchuk²

¹ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

² *NASA Goddard Space Flight Center, USA*

Contact / lopezf@iafe.uba.ar

Resumen / El calentamiento de la corona solar por medio de nanofulguraciones es una de las teorías que, en años recientes, ha tenido mayor éxito al intentar explicar la gran variedad de observaciones disponibles. En un trabajo reciente desarrollamos y analizamos un modelo basado en arcos corales formados por hebras magnéticas elementales que interactúan entre sí, reconectándose y calentando consecuentemente el plasma. Cada uno de estos eventos (o conjunto relacionado de eventos) de calentamiento es considerado una nanofulguración. En un artículo posterior mostramos que el modelo reproduce las características estadísticas de las curvas de luz de arcos observados y las distribuciones típicas de la medida de emisión del plasma obtenidas a partir de observaciones. Una de las predicciones del modelo es la presencia de intensos flujos de plasma en las hebras calentadas. La suma de las contribuciones a la emisión debidas a hebras con plasma a distintas temperaturas y velocidades producirá líneas espectrales de iones corales con corrimientos y ensanchamientos característicos. En este trabajo estudiamos la contribución a la emisión de flujos a distintas temperaturas y velocidades obtenidas con nuestro modelo y construimos, a partir de ellas, líneas espectrales sintéticas que planeamos comparar en el futuro con resultados observacionales.

Abstract / The heating of the solar corona by nanoflares is one of the most successful theories in recent times to explain the wide variety of available observations. In a recent work we developed and analyzed a model based on coronal loops formed by elemental magnetic strands that interact with each other, reconnecting and consequently heating the plasma. Each of these heating events (or cluster of linked events) is considered a nanoflare. In a later article we showed that the model reproduces the main statistical characteristics of observed coronal loop lightcurves and the typical emission measure distributions obtained from observations. One of the predictions of the model is the presence of intense plasma flows in the heated strands. The summed radiative emission of strands at different temperatures and velocities produce spectral lines of coronal ions with characteristic broadenings and Doppler shifts. In this work, we study the contribution to emission of flows with different temperatures and velocities obtained with our model and construct synthetic spectral lines that we plan to compare in the future with observational results.

Keywords / Sun: corona — Sun: activity — Sun: magnetic fields — Sun: UV radiation

1. Introduction

There is a broad consensus in that the physical process behind coronal heating must be of magnetic origin. Despite the great variety and richness of models proposed (see e.g., Reale 2014), a definitive observational answer to which is the precise mechanism is still lacking. Due to its high conductivity and low β , the coronal plasma is obliged to move along magnetic field lines. For this reason, the corona is structured in the form of loops that follow the spatial configuration of the field. Therefore, any model proposed to explain coronal heating must be consistent with the observed characteristics of these loops. One of the most popular theories is based on the production of so-called nanoflares. The basic scheme is that loops are formed by elementary sub-resolution magnetic strands. The continual convective displacements of the photospheric footpoints inject magnetic stress between neighbor strands. When a certain threshold (i.e., a critical inclination angle between neighbor strands) is reached, strands reconnect produc-

ing a nanoflare (Parker 1988).

In a recent paper (López Fuentes & Klimchuk 2015), we developed a model based on cellular automata that simulates the scheme proposed by Parker. It consists of a set of points that move around and interact in a 2D mesh. Strand interactions exceeding a critical condition lead to the onset of a nanoflare. The evolution of the temperature, density and velocity of the plasma in each strand is modeled using the EBTEL model (Enthalpy Based Thermal Evolution of Loops, Klimchuk et al. 2008, Cargill et al. 2012). In López Fuentes & Klimchuk (2016) we found that the model reproduces the main statistical properties of observed loop lightcurves (Hinode/XRT and SDO/AIA), and also the characteristic emission measure (EM) distributions obtained from coronal loop observations (see e.g., Schmelz & Pathak 2012; Bradshaw et al. 2012). The nanoflare model also predicts the existence of plasma flows along the loops. In the following sections we explore the predictions of our model in this regard and construct synthetic coronal

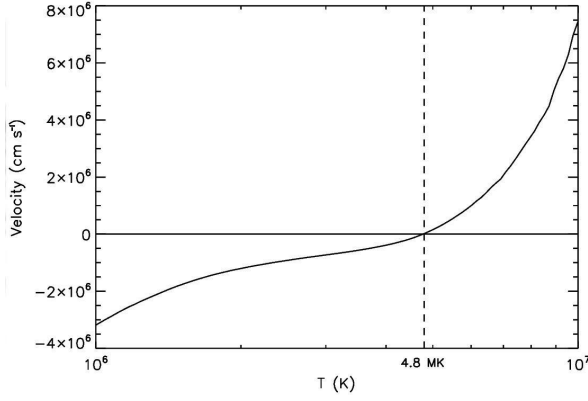


Figure 1: Emission measure weighted velocity as a function of temperature for a loop model with $L = 100$ Mm and 49 strands.

spectral lines to be compared with observations.

2. The presence of flows

Different works, using spectrographs such as the EUV Imaging Spectrometer (EIS) on board Hinode, have reported the presence of flows (see e.g., Young et al. 2012, Warren et al. 2011, Tripathi et al. 2012). In particular, downflows between 5 and 40 km s⁻¹ are observed in the 0.5 to 2 MK temperature range. Using our model for a loop of 100 Mm length and 49 strands, which are typical values used in our previous papers, we compute the EM weighted mean velocity (V) as a function of temperature (T):

$$V_m(T) = \frac{\int DEM(T)V(T)dt}{\int DEM(T)dt},$$

integrated along the evolution of the model during 2×10^5 s. Figure 1 shows the result of the above integration. $DEM(T)$ is the differential emission measure at time t . The obtained velocities coincide in magnitude with the observations within the temperature ranges studied in the articles cited above. As it can be noticed in the plot, the model also predicts upflows of tens of km s⁻¹ at very high temperatures ($\gtrsim 5$ MK).

3. Line construction and results

In order to make a more thorough comparison with observations, we construct synthetic spectral lines of different coronal ions by summing up the instantaneous intensity contribution of each strand (j) on each temporal step of the program (t):

$$I_j(t) = n^2(t)G_i(T(t)).$$

In this expression n is the plasma electron density and $G_i(T)$ is the ion contribution function obtained from CHIANTI (Del Zanna et al. 2015). The contribution of each strand at each instant corresponds to a gaussian profile of $1/e$ half width:

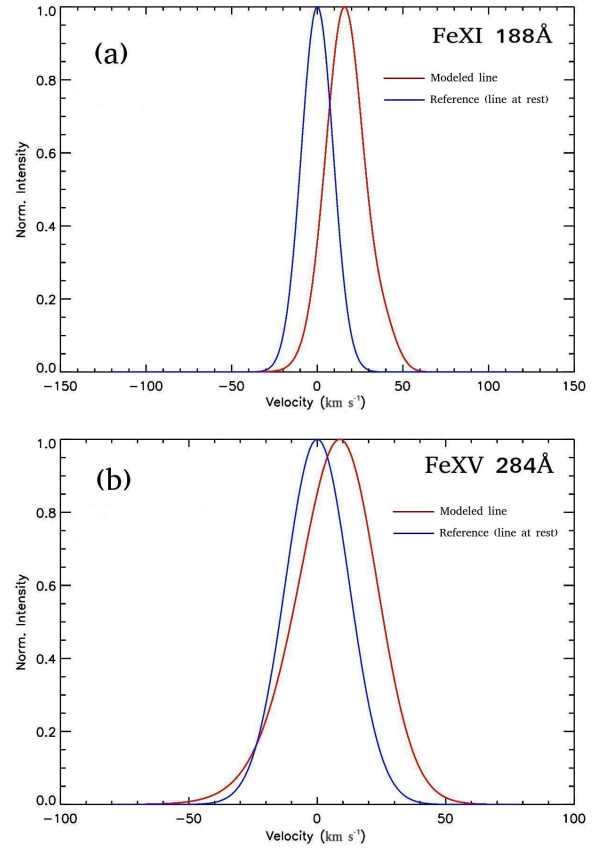


Figure 2: Examples of modeled coronal spectral lines (in red). Panel (a) for FeXI and panel (b) for FeXV. The blue curves are included as reference and indicate the position of the line for the ion at rest.

$$w = \frac{\lambda_0}{c} \left(\frac{2kT}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}},$$

centered at:

$$\lambda(t) = \frac{\lambda_0}{\left(1 + \frac{V(t)}{c} \right)},$$

where λ_0 is the location of the line center for the ion at rest ($V = 0$), k is the Boltzmann constant, c is the speed of light and m_i is the ion mass (see Patsourakos & Klimchuk 2006). The resulting modeled line is obtained by summing up the individual strand contributions integrated along an arbitrary interval of duration $\Delta t = 30$ s, which is a typical integration time of Hinode/EIS observations.

Fig. 2 shows two examples of EUV lines created in the described way for a modeled loop of length $L = 100$ Mm and 49 strands. Panel (a) corresponds to FeXI 188 Å and panel (b) to FeXV 284 Å. The modeled line profiles are shown in red. The blue profiles are included as a reference and correspond to the location of the line at rest. In both panels the intensities are normalized and in the abscissa axis wavelengths have been converted to velocities through the relation $V = c (1 - \lambda_0/\lambda)$. We

Table 1: See text for description.

Ion	$T(\text{MK})$	$\lambda_0(\text{\AA})$	$\Delta\lambda_D(\text{\AA})$	$V_D(\text{km s}^{-1})$	$V_0(\text{km s}^{-1})$	$\xi(\text{km s}^{-1})$
FeVIII	0.417	194.66	0.0257	39.62	11.12	15.54
SiVII	0.589	275.35	0.0346	37.73	18.60	17.84
FeX	0.977	184.54	0.0159	25.95	17.03	20.82
FeXI	1.17	188.23	0.0108	17.24	18.63	17.53
FeXII	1.38	195.12	0.0092	14.16	20.24	16.75
FeXIII	1.58	202.04	0.0086	12.75	21.65	17.72
FeXIV	1.82	274.20	0.0097	10.62	23.24	19.69
FeXV	2.09	284.16	0.0063	6.67	24.90	23.04
CaXIV	2.95	193.87	0.0029	4.51	34.86	27.73
FeXVII	5.37	254.35	-0.0005	-0.64	39.92	29.08
FeXIX	7.76	592.24	-0.011	-5.36	47.99	35.15

applied this procedure to the 11 ion lines listed in the first column of Table 1.

The last step is to perform on the modeled lines the same kind of analysis usually applied to observed spectral lines. To do so, we compute the first and second moments of the lines as:

$$M_1 = \frac{\int \lambda I(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) d\lambda}, \quad M_2 = \frac{\int (\lambda - M_1)^2 I(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) d\lambda}.$$

M_1 provides the centroid of the line from which the Doppler displacement can be obtained using $\Delta\lambda_D = M_1 - \lambda_0$. M_2 provides the variance of the line profile from which the non-thermal velocity, ξ , can be computed using the relation:

$$M_2 = \frac{\lambda^2}{2c^2} \left(\frac{2kT}{m_i} + \xi^2 \right),$$

where $V_0 = \left(\frac{2kT}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}}$ is the thermal velocity component, defined as the 1/e half width of the Maxwellian distribution (Dere & Mason 1993).

Using the above relations we characterize 11 lines along the spectral range of Hinode/EIS. We present preliminary results in Table 1. The contents of the columns are as follows: ion name, temperature of formation of the line T , line wavelength at rest λ_0 , Doppler shift $\Delta\lambda_D$, Doppler shift velocity V_D , thermal velocity component V_0 , and non-thermal velocity component ξ . The obtained velocities are generally consistent with observations within the temperature ranges reported by other authors.

The previous results account only for the coronal emission. However, the transition region (TR) is expected to have a non-negligible contribution to the emission in the cooler lines. We began to study the effect of including the TR in the computation. While we consider that the temperature is approximately constant along the coronal portion of the loop, the same is not true in the case of the TR. In this case, we compute the intensity as:

$$I_{TR} = \int_{T_b}^{T_0} DEM_{TR}(T) G(T) dT,$$

where the integration is made through a range of temperatures between $T_b=0.3$ MK and the temperature at

the coronal base of the loop provided by the EBTEL model (T_0). DEM_{TR} is the DEM at the TR and $G(T)$ is, as before, the contribution function of the line. Preliminary results show that the characterization of the TR component on the modeled lines provide velocities that are much smaller than their coronal counterparts. Also, for the cooler lines ($T < 1\text{MK}$) the TR intensity contribution is much higher. It is necessary to indicate though, that these estimations do not take into account yet geometrical and projection effects on the simulated observations. A next step in this study would be to carefully analyze these effects.

4. Conclusions

We constructed synthetic spectral lines from plasma temperatures, densities and velocities obtained with our coronal heating model based on nanoflares. Preliminary results are generally consistent with observations for reasonable parameters of the model. We began to analyze the transition region contribution and concluded that it is necessary to carefully consider the geometric details of different observation configurations. In the future, we plan to extend the comparison to our own observations.

References

- Bradshaw S. J., Klimchuk J. A., Reep J. W., 2012, ApJ, 758, 53
- Cargill P. J., Bradshaw S. J., Klimchuk J. A., 2012, ApJ, 752, 161
- Del Zanna G., et al., 2015, A&A, 582, A56
- Dere K. P., Mason H. E., 1993, Sol. Phys., 144, 217
- Klimchuk J. A., Patsourakos S., Cargill P. J., 2008, ApJ, 682, 1351
- López Fuentes M., Klimchuk J. A., 2015, ApJ, 799, 128
- López Fuentes M., Klimchuk J. A., 2016, ApJ, 828, 86
- Parker E. N., 1988, ApJ, 330, 474
- Patsourakos S., Klimchuk J. A., 2006, ApJ, 647, 1452
- Reale F., 2014, Living Reviews in Solar Physics, 11, 4
- Schmelz J. T., Pathak S., 2012, ApJ, 756, 126
- Tripathi D., et al., 2012, ApJL, 754, L4
- Warren H. P., et al., 2011, ApJ, 727, 58
- Young P. R., O'Dwyer B., Mason H. E., 2012, ApJ, 744, 14

Coronal disturbances between 13 and 16 February 2011

Similarities and differences

C. Francile¹, F.M. López², H. Cremades³, C.H. Mandrini^{4,5}, G. Cristiani^{4,5}, M.L. Luoni⁴

¹ *Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina*

² *Instituto de Ciencias Astronómicas, de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina*

³ *Universidad Tecnológica Nacional, Facultad Regional Mendoza, Argentina*

⁴ *Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina*

⁵ *Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina*

Contact / cfrancile@unsj-cuim.edu.ar

Resumen / Entre el 13 y el 16 de febrero de 2011, se produjo una secuencia de fulguraciones y eyecciones coronales de masa originadas en la región activa 11158. En relación a estos eventos aparecen múltiples perturbaciones coronales observables en EUV, algunas en asociación a ondas Moreton cromosféricas. Estudiamos las características cinemáticas direccionales de las más intensas con el objeto de comprender su rol en la generación de ondas Moreton.

Abstract / Between February 13th and 16th 2011, a sequence of flares and coronal mass ejections occurred, originated in active region 11158. In relation to these events, multiple coronal disturbances observable in EUV appeared, some in association with chromospheric Moreton waves. We study the directional kinematic characteristics of the most intense ones in order to understand their role in the generation of Moreton wave events.

Keywords / Sun: activity — Sun: corona — Sun: chromosphere

1. Introduction

Between February 13th and 16th 2011, the active region (AR) 11158 produced a series of flares and coronal mass ejections (CMEs) due to its complex magnetic configuration. Some of these events, the more intense ones, were accompanied by globally propagating EUV disturbances (Attrill et al., 2014). White et al. (2012) reported the detection of a chromospheric Moreton wave related to the M2.2 class flare of 14 February 2011 while Harra et al. (2011) suggested the presence of coronal Moreton disturbances during the next days despite they were not detectable in H α observations.

Uchida's model (Uchida, 1968) sets that Moreton waves are manifestations of globally propagating coronal wave fronts that sweeps the chromosphere, i.e. fast mode MHD waves or shock waves supposedly originated in the flare site expansion. Later, other authors suggested that the cause of these globally propagating coronal disturbances is the flux rope expansion during a coronal mass ejection (Chen et al., 2005). The true origin of the Moreton waves is still under debate, due mainly to the few cases in which these waves have been observed.

The existence of EUV high resolution observations of SDO/AIA makes it possible to study coronal waves in detail, however, there is a variety of propagating disturbances observable in EUV (see Warmuth, 2015), which leads to inconclusive results about the real nature of Moreton waves.

The presence of unvarying characteristics of the AR

11158 and its surroundings during four consecutive days, allowed us to try to find similarities and differences between the wave events. The aim is to discern which are the main parameters that regulate the behaviour of the coronal waves and their chromospheric effects. To accomplish that, we measure and compare the directional kinematic characteristics of the four events.

2. Observations and data analysis

We use H α ground-based observations from the H-alpha Solar Telescope for Argentina (HASTA) (Francile et al., 2008) and the Global Oscillation Network Group (GONG) (Harvey et al., 1996), and space observations from the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) (Lemen et al., 2012), aboard the Solar Dynamics Observatory (SDO). We analyse the four more intense flare events listed in Table 1. For February 14th and 16th we use H α observations from GONG. For February 13th we use HASTA ones. There is a lack of H α data for February 15th.

To investigate the directional evolution of the propagating disturbances, both in EUV and H α , we obtain distance-time (DT) maps by stacking the intensity profiles obtained from running-difference images along 5° wide angular sectors centred on the more intense region of the flare, point that we call radiant point (RP) as done in Francile et al. (2016).

To follow the wave fronts in EUV, we use AIA images at 193 Å. The sectors tracing is performed in a plane-of-sky frame to measure wave fronts that are supposed to

Table 1: Events analyzed of February 2011.

Day	Start [UT]	Max. [UT]	End [UT]	Class [X Ray]	Coord.
13	17:28	17:38	17:47	M6.6	S20E05
14	17:20	17:26	17:32	M2.2	S20W04
15	01:44	01:56	02:06	X2.2	S20W10
16	14:19	14:25	14:29	M1.6	S21W30

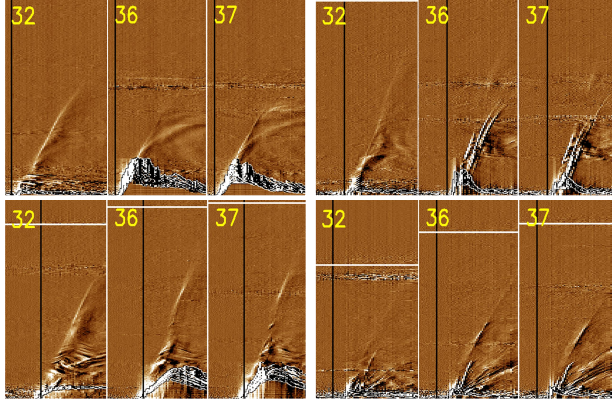


Figure 1: Aspect of the DT maps of some selected sectors for the four days. Left upper panel: day 13, right upper panel: day 14, lower left panel: day 15, lower right panel: day 16. The vertical dark line indicates the flare ignition time, the horizontal clear line represents the limb position. The abscissa represents time, while the ordinates are the plane-of-sky distance measured from the RP. The FOV of all DT maps is $28 \text{ min} \times 425 \text{ Mm}$.

expand freely in the coronal medium. The initial sector is defined centred on the great circle that passes through the RP and the solar south pole, then the frames for different days are comparable. To measure the kinematic parameters, we use a visual method to identify the first bright front of the propagating perturbation, i.e. we are interested to characterise the true shock wave front discarding other features appearing on EUV images due to the line-of-sight overlap of multiple atmospheric layers.

Some of the DT maps obtained for the four days can be observed in Fig. 1. It can be appreciated that all the panels exhibit a similar single first bright front with a rising slope nearly constant that diminishes slightly with distance. These are followed by some other more diffuse features, bifurcating in some cases. Day 14 instead shows within sectors 36–37 a pair of brighter secondary fronts with a similar slope, but delayed with respect to the first front. Day 16 shows also these secondary fronts but considerably slower than the first front. All the events show EUV features propagating north (sectors 20–55).

We estimate the kinematic parameters of the first wave-front the same way as in Luoni et al. (2017), i.e. by fitting linear and quadratic curves. Using the fitting curves, we also calculate the speed values extrapolated to the flare onset time and 5 min later. Tables 2, 3, 4 list the kinematic values for 14, 15 and 16 February, respectively. The reader must refer to Luoni et al. (2017) to get the list of kinematic parameters of February 13th.

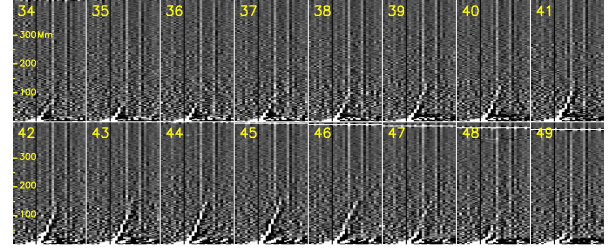


Figure 2: Day 14, GONG $H\alpha$ DT maps. The FOV of the individual DT maps is $28 \text{ min} \times 425 \text{ Mm}$.

Table 2: Day 14 - Kinematic parameters of the EUV front.

Sector	Speed (mean) [km s^{-1}]	Accel. [km s^{-2}]	Speed (t flare) [km s^{-1}]	Speed (t flare + 5min) [km s^{-1}]
32	669.7	0.223	554.4	621.2
33	702.9	0.191	608.8	665.9
34	508.8	0.488	378.9	525.4
35	701.6	0.373	499.4	611.2
36	748.9	-0.293	918.6	830.6
37	692.3	-0.148	760.3	715.8
38	642.8	-0.409	781.1	658.3
39	685.7	0.306	596.7	688.6
40	689.4	-0.578	871.3	697.8
41	717.5	-0.259	817.7	739.9
42	751.9	0.771	518.6	750.0
43	802.7	1.280	415.5	799.6
44	802.8	1.233	341.7	711.6
45	739.2	-0.087	776.9	750.9
46	709.8	0.016	704.4	709.3
47	670.8	-0.308	782.7	690.1
48	621.6	-0.210	702.6	639.7
49	551.2	0.071	515.2	536.6
Mean	689.4	0.148	641.4	685.7

Chromospheric Moreton fronts are not visible on days 13 and 16. Neither in the images of HASTA nor in those of GONG. Fig. 2 shows the $H\alpha$ DT maps obtained from the images of GONG on day 14. It can be appreciated that Moreton traces are more intense from sector 37 to 47. In order to compare with AIA 193Å data, we measure the $H\alpha$ fronts in the same manner, i.e. in a plane-of-sky frame. The results are listed in Table 5.

3. Discussion

The morphology of the EUV fronts suggests a similarity between days 13 and 15; 14 and 16, i.e. a single EUV front opposite to multiple fronts. It could be attributed to the portion of the polarity inversion line (PIL) that generates the events (Kay et al., 2017). Nevertheless this is not evident comparing the velocity values.

The presence of Moreton waves could be related to the speed of the shock. The graph of the Fig. 3 allows comparing the directional characteristics of the shock mean velocities for all events considered. There is a coincidence between the sectors where the chromospheric Moreton wave is more intense (see Fig. 2) and the sectors that exhibit higher velocities. If this was the case, the event of February 15th would be a candidate to produce

Table 3: Day 15 - Kinematic parameters of the EUV front.

Sector	Speed (mean) [km s ⁻¹]	Accel. [km s ⁻²]	Speed (t flare) [km s ⁻¹]	Speed (t flare + 5min) [km s ⁻¹]
32	510.6	-0.084	567.4	542.3
33	523.1	-0.060	567.3	549.3
34	575.5	-0.159	662.4	614.6
35	607.2	-0.275	744.1	661.6
36	636.6	0.202	550.7	611.3
37	678.0	-0.028	691.1	682.8
38	680.1	-0.182	770.5	715.9
39	653.5	-0.328	820.6	722.2
40	639.8	-0.002	640.5	640.0
41	654.5	0.550	374.2	539.3
42	629.2	0.839	241.9	493.7
43	591.9	0.501	378.9	529.0
44	569.9	-0.265	708.3	628.7
45	522.0	-0.864	1045.3	786.0
46	605.3	-0.037	633.2	622.0
47	597.3	-0.743	966.8	744.0
48	596.4	-0.446	807.4	673.7
49	561.9	-0.439	806.6	674.9
Mean	601.8	-0.101	665.4	635.1

Table 4: Day 16 - Kinematic parameters of the EUV front.

Sector	Speed (mean) [km s ⁻¹]	Accel. [km s ⁻²]	Speed (t flare) [km s ⁻¹]	Speed (t flare + 5min) [km s ⁻¹]
32	478.5	-0.280	661.6	577.5
33	472.8	-0.198	600.1	540.6
34	449.1	-0.315	639.7	545.3
35	449.6	-0.003	451.5	450.7
36	435.4	-0.209	584.2	521.6
37	388.6	-0.256	580.4	503.5
38	343.6	-0.100	417.8	387.9
39	310.5	-0.143	428.8	385.9
40	432.1	0.079	367.2	390.9
41	347.0	-0.795	828.4	589.9
42	286.2	-0.332	515.0	415.5
43	448.3	-0.900	917.8	647.7
44	481.4	-0.627	748.2	560.1
45	551.7	-0.002	552.8	552.2
46	517.8	-0.893	918.9	650.9
47	498.2	-0.499	770.3	620.6
48	491.5	-0.635	799.7	609.2
49	390.0	-0.229	558.5	489.9
Mean	431.8	-0.352	630.0	524.4

Table 5: Day 14 - Kinematic parameters of the H α front.

Sector	Speed (mean) [km s ⁻¹]	Accel. [km s ⁻²]	Speed (t flare) [km s ⁻¹]	Speed (t flare + 5min) [km s ⁻¹]
33	396.7	0.337	332.1	433.3
34	392.9	-0.454	479.9	343.7
35	352.7	-0.917	528.5	253.2
36	420.6	0.529	335.0	493.8
37	450.6	0.034	443.0	453.3
38	555.1	1.447	234.4	668.5
39	691.2	1.771	245.6	777.0
40	514.5	1.746	127.6	651.3
41	580.2	2.048	126.5	740.7
42	504.4	0.773	333.1	565.0
43	584.1	0.954	372.7	659.0
44	636.5	1.213	331.3	695.2
45	616.9	-0.142	665.5	622.8
46	564.6	0.675	374.9	577.4
47	643.9	0.360	553.4	661.4
Mean	527.0	0.692	365.6	573.0

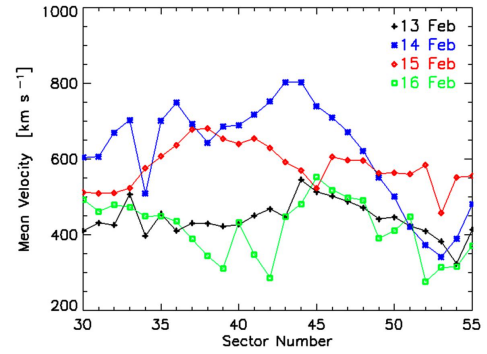


Figure 3: Directional velocities of the EUV fronts.

explained in part by the Uchida's model, where the intersection of the wave front with the chromosphere is delayed with respect to the external borderline of the shock front due to the line-of-sight of the observer (Krause et al., 2015). For further study, we will explore the magnetic configuration of the AR 11158 and the surrounding coronal medium to understand the anisotropies observed in the evolution of the wave phenomena.

References

- Attrill G. D. R., et al., 2014, *ApJ*, 796, 55
Chen P. F., Fang C., Shibata K., 2005, *ApJ*, 622, 1202
Francile C., et al., 2008, *BAAA*, 51, 339
Francile C., et al., 2016, *Sol. Phys.*, 291, 3217
Harra L. K., et al., 2011, *ApJL*, 737, L4
Harvey J. W., et al., 1996, *Science*, 272, 1284
Kay C., et al., 2017, *Sol. Phys.*, 292, 78
Krause G., et al., 2015, *MNRAS*, 453, 2799
Lemen J. R., et al., 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17
Luoni M. L., et al., 2017, *BAAA*, 59, 151
Uchida Y., 1968, *Sol. Phys.*, 4, 30
Warmuth A., 2015, *Living Reviews in Solar Physics*, 12, 3
White S. M., Cliver E., Balasubramaniam K., 2012, in *American Astronomical Society Meeting Abstracts #220*. p. 204.12

a Moreton wave. Unfortunately we do not have data for that day.

The presence of chromospheric Moreton waves and the speed of the EUV shocks does not appear to be related to the intensity of the flare. This suggests that the CME's lift-off could be involved in the generation of such disturbances. If this is the case, the measured kinematic parameters of the EUV fronts could be related to the piston mechanism that generates the waves and shocks.

The measured speeds of the Moreton wave fronts listed in Table 5 are considerably smaller than those of the corresponding EUV wave fronts. This could be



Caracterización de las funciones de distribución de probabilidad de áreas de la Red SOON (*Solar Optical Observing Network*)

L. Leuzzi¹, L. Balmaceda², C. Francile³

¹ *Facultad de Ciencias Exactas, Físicas y Naturales, UNSJ, Argentina*

² *George Mason University, EE.UU.*

³ *Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina*

Contacto / luisleuzzi@yahoo.com.ar

Resumen / En este trabajo se presentan los resultados obtenidos al determinar el modelo de la Función de Distribución de Probabilidades (*“Probability Distribution Function”* - FDP) de las áreas de las manchas solares para cada observatorio de la red SOON. Siguiendo trabajos anteriores, se examinan tres posibles ajustes: Exponencial, Log-Normal y Weibull y se aplican tanto al conjunto total de datos disponibles como al de áreas máximas para un dado grupo. Considerando que todos los observatorios de la red SOON observan los mismos objetos, sus registros de áreas deberían ser caracterizados por funciones de distribución similares. Se encontró que las distribuciones de las áreas de los diferentes observatorios son mejor descritas con una función Log-Normal en el caso en que los datos no son truncados.

Abstract / We present here the results obtained by determining the Probability Distribution Function (FDP) model of the sunspot areas for each observatory of the SOON network. Following previous works, three possible fittings were examined: Exponential, Log-Normal and Weibull, which were applied to both the total set of available data and to the maximum area for a given group. Considering that all the observatories in the SOON network observe the same objects, their area records should be characterized by similar distribution functions. We found that the area distribution for the different observatories of the network are better described with a Log-Normal function for the case when data are not truncated.

Keywords / Sun: sunspots

1. Introducción

La red de telescopios solares SOON (*Solar Optical Observing Network*) fue iniciada en 1966 por el *Space Environment Laboratory* (SEL) del NOAA (*National Oceanic and Atmospheric Administration*), conjuntamente con la US Air Force (USAF), recibiendo su nombre definitivo a mediados de la década de 1970. El objetivo del proyecto SOON es el de proveer un monitoreo constante del Sol las 24 horas del día. Con tal finalidad se eligieron las ubicaciones de los actuales observatorios en operación de forma estratégica alrededor del mundo para posibilitar la observación del Sol en todo momento. La red de telescopios SOON está constituida por nueve telescopios solares. Los que operan en la actualidad son Hollman Air Force (HOLL, 1982–2013), Learmonth (LEAR, 1982–2013), y San Vito (SVTO, 1986–2013), y los que cesaron sus actividades son Ramey (RAMY, 1982–2003), Mount Wilson (MWIL, 1982–2004), Boulder (BOUL, 1982–1994), Manila (MANI, 1982–1986), Palehua (PALE, 1982–1997) y Culgoora (CULG, 1986–1992). Los datos de Mount Wilson no fueron usados en el presente trabajo debido a que no poseen valores referidos al tamaño de las manchas solares. Entre paréntesis se indica el período de tiempo utilizado en el presente análisis para cada observatorio.

El propósito de este trabajo fue determinar la forma de la Función de Distribución de Probabilidades (PDF) de cada registro del tamaño de las manchas solares de cada observatorio con las distribuciones Exponencial, Log-Normal y Weibull.

Debido a que todos los observatorios SOON están equipados con los mismos instrumentales y observan los mismos objetos, sus registros de áreas deberían ser caracterizados por la misma distribución. Dado que detrás de cada distribución propuesta hay un proceso físico específico, este tipo de estudios permitiría obtener indicios de cuáles estarían gobernando la emergencia de regiones intensas de campo magnético en forma de manchas solares.

Los datos de áreas diarias para cada observatorio fueron reagrupados para su análisis de la siguiente manera:

- **Distribución Instantánea o *Snapshot*:** se consideraron todos los valores del tamaño de las manchas solares para diferentes instantes. Un mismo grupo de manchas solares puede aparecer varias veces en el registro.
- **Distribución de Áreas Máximas:** se consideraron únicamente los valores de áreas máximas que puede llegar a alcanzar cada grupo de mancha solar durante su tiempo de vida.

- Distribución Truncada: se eliminaron los valores menores a 100 millonésima parte del hemisferio solar. Esto se hace con el fin de minimizar la influencia que tienen las áreas menores en la forma de la distribución.
- Distribución Truncada de las Áreas Máximas: se consideraron únicamente las mayores a 100 millonésima parte del hemisferio solar.
- Distribución sin Truncar de las Áreas Máximas y para longitudes entre -60° y 60° : se consideraron los valores de Áreas Máximas únicamente para longitudes entre -60° y 60° , eliminando así aquellos valores que sufren efectos de proyección.
- Distribución Truncada de las Áreas Máximas y para longitudes entre -60° y 60° .

2. Metodología

Siguiendo trabajos anteriores de Baumann & Solanki (2005) y Muñoz-Jaramillo et al. (2015), se utilizaron tres modelos posibles para describir la función de distribución de probabilidad: Exponencial, Log-Normal y Weibull.

La función Log-Normal está definida por la siguiente ecuación:

$$f(x; \mu, \sigma) = \frac{1}{x\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (1)$$

donde μ es la media y σ es la desviación estándar del logaritmo natural de la variable. La función Weibull se define como:

$$f(x; k, \lambda) = \frac{k}{\lambda} \left(\frac{x}{\lambda}\right)^{k-1} e^{-(x/\lambda)^k} \quad (2)$$

donde k es el parámetro que determina la forma y λ es el parámetro de escala, que pueden tomar valores $k > 0$ y $\lambda > 0$. La función Exponencial es expresada por:

$$f(x; \lambda) = \frac{1}{\lambda} e^{-(x/\lambda)} \quad (3)$$

Para determinar cuáles de las tres curvas teóricas presentadas ajustan mejor a los datos de tamaño de manchas solares de cada observatorio para cada caso en que se presentan los datos de áreas diarias, se hizo uso del método de máxima probabilidad (*Maximum Likelihood Estimate*, MLE), el cual consiste en estimar los parámetros que maximicen la probabilidad del modelo considerado para el ajuste de los datos.

Para el caso de los datos truncados se definieron las funciones de distribución de probabilidad (PDF) y la función de probabilidad acumulada (*Cumulative Distribution Function*, CDF) del siguiente modo:

$$PDF_{trunc}(x) = \frac{PDF(x)}{1 - CDF(x_{trunc})} \quad (4)$$

y

$$CDF_{trunc}(x) = \frac{CDF(x) - CDF(x_{trunc})}{1 - CDF(x_{trunc})} \quad (5)$$

donde x_{trunc} es el valor de los datos que establece el límite inferior del intervalo sobre el cual se hacen los ajustes, en nuestro caso es el valor de una 100 millonésima parte del hemisferio solar.

En la Fig. 1 se muestra, a modo de ejemplo, el ajuste para el observatorio MANI para la distribución instantánea de áreas de manchas solares.

3. Criterios de selección

La determinación del mejor ajuste se realizó a través de los siguientes métodos:

- Prueba de Kolmogorov-Smirnov: este método se basa en la comparación entre las funciones de las distribuciones acumuladas (CDF) de los datos observados y de la distribución propuesta (curvas teóricas), y la determinación de la máxima desviación entre ambas distribuciones acumuladas:

$$D_n = \max |CDF(x)_n - CDF_{emp}(x)_n| \quad (6)$$

donde D_n es el valor correspondiente para el modelo n . Siendo la curva que mejor ajuste a los datos la que de el menor valor de D_n .

- Criterio de Akaike: es un método que permite la selección de modelos de ajuste basado en la teoría de la información de Kullback-Leibler (K-L), donde la información perdida al aproximar una función $f(x)$ por otra $g(x)$ (las curvas propuestas), está dada por la siguiente expresión:

$$I(f, g) = \int f(x) \log \left(\frac{f(x)}{g(x/\theta)} \right) dx \quad (7)$$

donde $g(x)$ varía sobre un conjunto de parámetros θ que caracterizan a la población. Por lo que la distribución $g(x)$ que mejor aproxime a la distribución $f(x)$ será aquella que minimice a $I(f, g)$.

4. Resultados

En la Tabla 1 se presentan los resultados de los diferentes ajustes para cada uno de los observatorios de la red SOON para el caso de la distribución *snapshot*. En las dos últimas filas se muestran los parámetros para la distribución de áreas de RGO (*Royal Greenwich Observatory*) y SOON obtenidos por Muñoz-Jaramillo et al. (2015), estos datos son mostrados para su comparación con los obtenidos en el presente trabajo, en el caso de RGO se debe a que es la base de datos de manchas solares más homogénea y completa, además de cubrir el intervalo de tiempo más largo (nueve ciclos solares).

De las comparaciones realizadas se comprueba que en el caso de las distribuciones sin truncar para todas las formas de presentar las áreas de las manchas solares (población *snapshot*, población de las áreas máximas, y la población *snapshot* de las áreas máximas y para longitudes menores a 60°) cada una de las distribuciones de las áreas de los observatorios de la red SOON son descriptas por la distribución Log-Normal, a diferencia del trabajo realizado por Muñoz-Jaramillo et al. (2015) en que la distribución conjunta de todos los observatorios SOON era descripta por una distribución Weibull. En cambio para el caso en que los datos son truncados se aprecia que los observatorios que abarcan más de un ciclo solar como LEAR, SVTO, RAMY y HOLL siguen siendo descriptos por la distribución Log-Normal. Los observatorios que cubren un ciclo solar o menos como MANI, CULG y BOUL dejan de ser descriptos exclusivamente por la distribución Log-Normal cuando sus datos son truncados, ya que se obtiene también un buen ajuste de la distribución Weibull. Esta diferencia entre

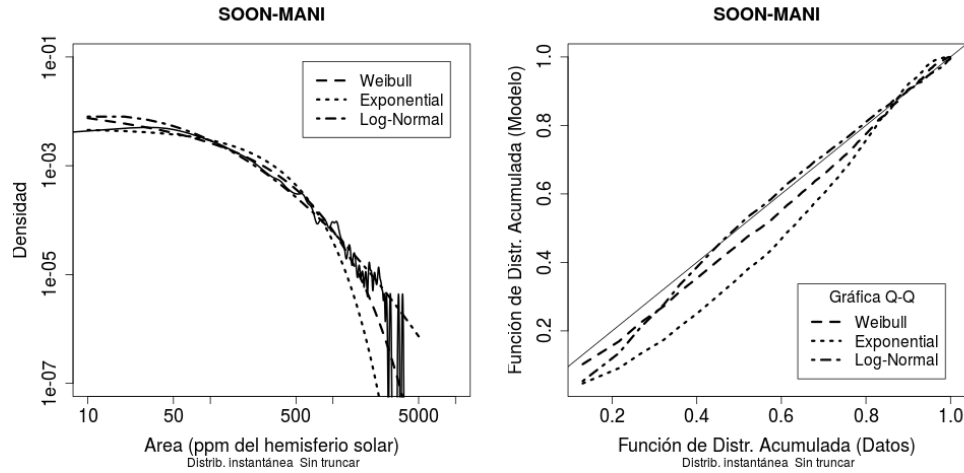


Figura 1: La figura de la izquierda muestra el ajuste de los datos empíricos por las tres curvas teóricas; la figura de la derecha corresponde a las gráficas q-q. En la primera gráfica la línea en negro y continua representa los valores observados y en la segunda la línea de referencia a 45°. En ambas gráficas la línea de punto y trazo corresponde a la distribución Log-Normal; la línea de trazo corto, la distribución Exponencial; y la línea de trazo largo, la de Weibull.

Tabla 1: En esta tabla se presentan los parámetros de ajuste para cada una de las curvas teóricas usadas para el ajuste de los datos de cada uno de los telescopios SOON, en el caso en que los registros de áreas son *snapshot*. También se presentan los valores para la prueba de Kolmogorov-Smirnov (K-S) y del criterio de Akaike (Aw). Las últimas dos filas corresponden a los datos de SOON y de RGO obtenidos por Muñoz-Jaramillo et al. (2015).

Obs.	Log-Normal				Exponencial			Weibull			
	μ	σ	K-S	Aw	λ	K-S	Aw	λ	k	K-S	Aw
LEAR	4.171	1.252	0.087	1	0.007	0.162	0	122.2	0.799	0.126	0
SVTO	4.223	1.237	0.078	1	0.007	0.156	0	127.625	0.809	0.120	0
RAMY	4.152	1.315	0.100	1	0.007	0.184	0	124.1	0.760	0.137	0
HOLL	4.170	1.276	0.092	1	0.007	0.166	0	123.5	0.787	0.129	0
MANI	4.494	1.359	0.081	1	0.005	0.150	0	176.205	0.774	0.103	0
BOUL	4.275	1.274	0.082	1	0.006	0.156	0	136.7	0.796	0.117	0
PALE	4.189	1.317	0.096	1	0.006	0.181	0	128.8	0.763	0.133	0
CULG	4.144	1.351	0.119	1	0.006	0.188	0	125.2	0.746	0.141	0
SOON [†]	4.600	1.180	0.027	0.005	0.004	0.119	< 0.001	43.560	0.480	0.0240	0.995
RGO [†]	3.940	1.670	0.049	< 0.001	0.005	0.211	< 0.001	68.300	0.490	0.0450	> 0.999

la caracterización de las distribuciones de las áreas para los observatorios que cubren más de un ciclo solar y los que no, se puede deber a que los observatorios con un menor período de observación poseen una menor cantidad de datos disponibles, lo que provoca que las sucesivas restricciones hagan cambiar drásticamente las distribuciones y por lo tanto las curvas teóricas que las describen. En el caso particular del observatorio MANI posee únicamente 523 días de observación, y las sucesivas restricciones de los datos, hasta llegar al truncamiento de los valores máximos entre 60° y -60° latitud, hace que las irregularidades aumenten hasta tal punto de no poder determinar cual de las tres curvas teóricas mejor ajustan los datos.

5. Conclusiones

En este trabajo se ajustaron diferentes modelos para las distribuciones de áreas de manchas solares obtenidas con los observatorios de la red SOON. Los principales resultados son:

- El modelo que mejor describe todas las muestras sin truncamiento es la distribución Log-Normal en desacuerdo con Muñoz-Jaramillo et al. (2015).
- Los parámetros que describen las diferentes funciones de distribución no difieren significativamente de observatorio a observatorio. Esto parecería indicar que no existen grandes diferencias en las áreas medidas en los diferentes sitios.
- Sin embargo, se observa una diferencia entre la caracterización de las distribuciones de las áreas para los observatorios que cubren más de un ciclo solar y los que no. Esto podría interpretarse como la existencia de diferentes funciones de distribución para diferentes tamaños de manchas solares en acuerdo con resultados recientes de Nagovitsyn & Pevtsov (2016).

Referencias

- Baumann I., Solanki S. K., 2005, A&A, 443, 1061
 Muñoz-Jaramillo A., et al., 2015, ApJ, 800, 48
 Nagovitsyn Y. A., Pevtsov A. A., 2016, ApJ, 833, 94



Eyecciones coronales de masa asociadas a una región superactiva

H. Cremades^{1,2}, F.M. López³, C.H. Mandrini^{4,5}, A. Gulisano⁶, C.N. Francile⁷, G. Cristiani^{4,5}, M.V. Gutierrez-Escate⁴

¹ Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

² Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

³ Instituto de Ciencias Astronómicas de la Tierra y del Espacio, CONICET-UNSJ, Argentina

⁴ Instituto de Astronomía y Física del Espacio, UBA-CONICET, Argentina

⁵ Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, UBA, Argentina

⁶ Instituto Antártico Argentino, Argentina

⁷ Observatorio Astronómico Félix Aguilar, UNSJ, Argentina

Contacto / hebe.cremades@frm.utn.edu.ar

Resumen / Durante su paso por el meridiano central, y a lo largo de cuatro días consecutivos, del 13 al 16 de febrero de 2011, la región activa NOAA AR 11158 produjo eyecciones coronales de masa (ECMs) acompañadas de ondas en el extremo ultravioleta, y en un caso también de una onda Moreton. Para estas fechas, las naves de la misión *STEREO* se ubicaban en cuadratura con los observatorios espaciales *SOHO* y *SDO*, permitiendo el registro excepcional de esta serie de eventos dirigidos hacia la Tierra. Se analizaron las ECMs y sus contrapartes interplanetarias mediante observaciones desde múltiples puntos de vista y longitudes de onda. Los resultados indican que las ECMs bajo estudio distan de exhibir semejanzas morfológicas en las observaciones coronográficas, a pesar de haberse originado en la misma región activa y con horas de diferencia. El análisis de emisiones de radio de baja frecuencia registradas por el instrumento Waves a bordo de la nave *Wind* permite el seguimiento de algunos de estos eventos en el medio interplanetario.

Abstract / During its transit through central meridian, and for four consecutive days, from 13 to 16 February 2011, the active region NOAA AR 11158 generated coronal mass ejections (CMEs) in association with waves observed in the extreme ultra-violet (EUV) low corona, and even with a chromospheric Moreton wave. On those dates, the spacecraft of the *STEREO* mission were located in quadrature with *SOHO* and *SDO*, enabling exceptional observation of these Earth-directed events. In this work the CMEs and interplanetary counterparts are analyzed by means of multiple viewpoints and wavelengths. The results show that the CMEs under study do not show morphological resemblance in coronagraphic observations, despite having been produced in the same active region and close in time. Moreover, low-frequency radio emissions registered by the instrument Waves aboard the *Wind* spacecraft allowed the tracking of some of these events in the interplanetary medium.

Keywords / Sun: corona — Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: activity

1. La región activa NOAA AR 11158

La NOAA AR 11158 es una de las regiones activas más estudiadas en los últimos años, debido principalmente al atípico número de erupciones solares asociadas a esta región que ocurrieron en un intervalo de tiempo relativamente corto. Diversos autores han analizado numerosos aspectos de la misma y sus fenómenos asociados, tratando de explicar su excepcional producción de eventos solares. Algunos trabajos han hecho énfasis en características fundamentales como son: su cantidad de energía magnética libre y su helicidad magnética (Tziotziou et al., 2013; Jing et al., 2012) y la evolución temporal de su topología magnética (Zhao et al., 2014).

La AR 11158 se formó a partir de dos bipolos magnéticos de gran tamaño, que emergieron casi simultáneamente el día 9 de febrero de 2011. Luego de desarrollarse rápidamente, la región produjo a lo largo de su tránsito por el disco solar un gran número de fulguraciones. Particularmente, durante cuatro días conse-

cutivos, la región produjo cuatro fulguraciones intensas acompañadas de ondas coronales en extremo ultravioleta (EUV) y de importantes eyecciones coronales de masa (ECMs) dirigidas en gran medida hacia la Tierra. La Fig. 1 muestra las ondas coronales observadas por el instrumento Atmospheric Imaging Assembly (AIA) a bordo de la misión *Solar Dynamics Observatory*. A pesar de originarse en la misma región y bajo condiciones aparentemente similares, los frentes de onda exhiben distintas características, en particular respecto a su dirección de propagación proyectada, que en algunos eventos parece tener una dirección preferencial.

La Tabla 1 resume información sobre las fulguraciones asociadas a los eventos analizados. La primera columna indica la fecha del evento, la segunda columna indica la clase de la fulguración según la clasificación de GOES, seguida de la hora de inicio de la fulguración dada por GOES y de las coordenadas de la misma según el catálogo del telescopio de rayos X de la misión *Hinode*.

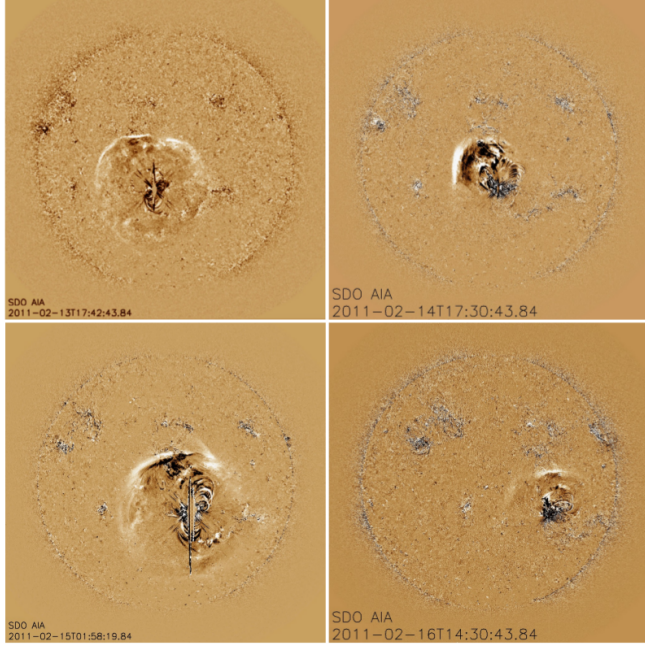


Figura 1: Ondas EUV los días 13, 14, 15 y 16 de febrero de 2011, en diferencias de imágenes sucesivas de AIA en 193 Å.

Tabla 1: Fulguraciones asociadas a los eventos eruptivos.

Evento	Clase (GOES)	Inicio (TU)	Coordenadas Erupción (XRT)
13 Feb. 2011	M6.6	17:28	S20E05
14 Feb. 2011	M2.2	17:26	S20W04
15 Feb. 2011	X2.2	01:44	S20W10
16 Feb. 2011	M1.6	14:19	S21W30

2. Eyecciones coronales de masa asociadas

En este trabajo se analizan las cuatro ECMs asociadas a los cuatro eventos de ondas EUV ocurridos durante los días 13–16 de febrero de 2011. Uno de los principales puntos de interés en el estudio de estos eventos es obtener sus propiedades tridimensionales, es decir, sin efectos de proyección. El modelo de “casarón cilíndrico graduado” (GCS por sus siglas en inglés; Thernisien et al., 2009) persigue este fin, al ajustar simultáneamente una figura geométrica predeterminada a las distintas vistas de una misma CME, en este caso a los tripletes de imágenes provistas por los coronógrafos C2 y C3 de la misión *Solar and Heliospheric Observatory* (SOHO) y por los coronógrafos COR2 (A y B) de la misión *Solar Terrestrial Relations Observatory*. Los ajustes obtenidos concuerdan con las vistas desde las tres naves ubicadas en situación de cuadratura para la fecha del análisis (ver Fig. 2). LASCO C2 no tomó imágenes del evento del último día analizado.

Los parámetros ajustados mediante el modelo de cuerda de flujo GCS se presentan en la Tabla 2. La primera columna indica la fecha del evento, la segunda columna brinda las coordenadas heliográficas Stonyhurst del eje principal del modelo. La tercera columna indica el ángulo de inclinación del tubo de cuerda de flujo. La

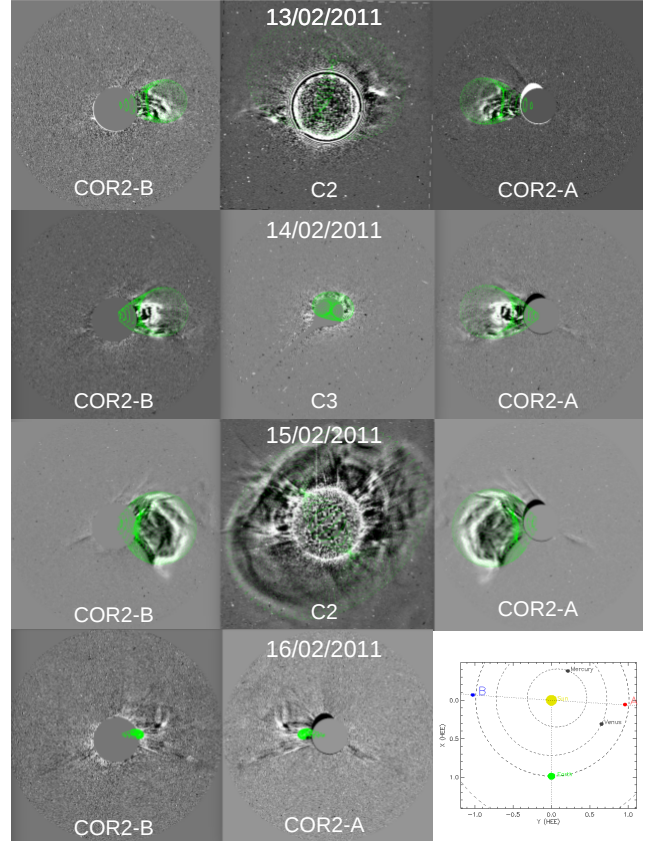


Figura 2: Tres vistas simultáneas de las ECMs, según las perspectivas de *STEREO-B* (izquierda), *STEREO-A* (derecha) y *SOHO* (centro). En verde, los ajustes del modelo GCS. Abajo a la derecha, la posición de ST-A y -B respecto al Sol y la Tierra para el 13/02/2011 (<https://stereo-scc.nascom.nasa.gov/cgi-bin/make.where.gif>).

Tabla 2: Parámetros del ajuste del modelo GCS. Todos los valores están en grados, excepto la velocidad en km s^{-1} .

Evento	Coord. (Lat., Long.)	Incl.	AW_D	AW_L	Velocidad
13 Feb.	(5.2, 0)	-15	47	77	180
14 Feb.	(3.9, 10)	-11	56	116	330
15 Feb.	(-6.5, 0)	38	74	118	1160
16 Feb.	(3, 32)	21	14	34	—

cuarta y quinta columnas indican los anchos angulares obtenidos a lo largo y a lo ancho del tubo de cuerda de flujo respectivamente, mientras que la última indica la velocidad determinada para la estructura frontal.

A partir de los ajustes realizados se puede apreciar que las ECMs asociadas a los cuatro eventos de ondas EUV son esencialmente diferentes, no sólo en su morfología, sino también en su velocidad de propagación. Para los tres eventos para los que se pudo determinar la velocidad, se aprecia que la velocidad de propagación es mayor para los casos de mayor ancho angular. Por otro lado, del análisis de las ondas EUV (ver artículo de Francile et al. en este mismo volumen) se desprende que las velocidades de propagación de las ECMs no guardan relación con las de las ondas coronales.

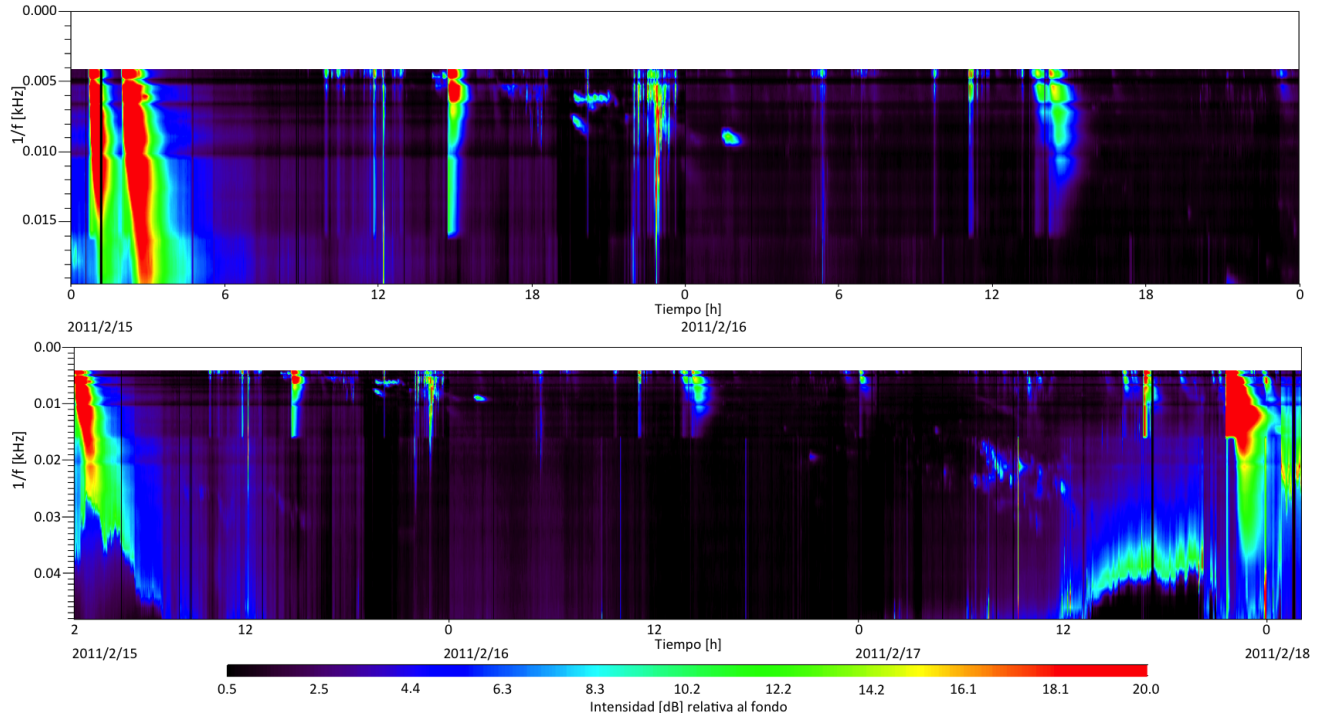


Figura 3: Ráfagas de radio de tipo II de baja frecuencia, durante los días 15 y 16 de febrero (panel superior) y durante los días 15–18, exhibiendo realces atribuidos a interacción entre estructuras interplanetarias.

3. Ondas de radio de baja frecuencia

Las ráfagas de radio de tipo II de baja frecuencia detectadas por el instrumento Thermal Noise Receiver (TNR), parte del set de instrumentos WAVES a bordo de la nave *Wind*, permiten el seguimiento interplanetario de las ondas de choque generadas por las ECMs al propagarse hacia la Tierra. En su viaje por el medio interplanetario, las ondas de choque frontales de ECMs excitan electrones que a su vez emiten a la frecuencia del plasma local. Esta última es directamente proporcional a la densidad del plasma local, por lo que la emisión de tipo II decae en frecuencia al alejarse del Sol como resultado de la disminución de densidad.

Se han reportado detecciones de “realces” de estas emisiones de radio, que han sido atribuidos a la interacción de una ECM rápida y su onda de choque, con otra estructura más lenta (Gopalswamy et al., 2001). Interpretamos el realce de la señal de radio del 15/02/2011 a las $\approx 22:00$ TU (Fig. 3, panel superior) como la interacción de la ECM rápida originada en las primeras horas del día, con la ECM del día 14/02/2011. Si se incorpora el día 17/02/2011 al espectro dinámico (Fig. 3, panel inferior) se aprecia un realce en la señal de radio alrededor de las 08:00 TU de ese día. Consideraciones cinemáticas y temporales sugieren que este realce se debería a la interacción del conjunto de ECMs de los días 14 y 15 con la anterior ECM del día 13/02/2011.

4. Discusión

En este artículo se describen las erupciones asociadas a ondas EUV producidas por la región superactiva AR

11158 durante cuatro días consecutivos. A pesar de las aparentemente similares condiciones ambientales asociadas a las erupciones, las ECMs resultantes exhiben características cinemáticas y morfológicas notablemente diferentes. Esto se traduce en las enormes dificultades a la hora de predecir características de ECMs en base a las de sus regiones fuente y fenómenos asociados. Por otro lado, se especula que el realce de la señal de radio durante la emisión de tipo II del día 15/02/2011 sería indicativo de la interacción con el evento del día anterior. Las diversas características de las ECMs, en particular respecto de su velocidad y energía cinética asociada, hacen posible un escenario en el cual las ECMs más lentas de los días 13 y 14 se ven alcanzadas y asimiladas por la más rápida y masiva del día 15 de febrero de 2011.

Agradecimientos: HC, CHM y GC son miembros de la Carrera del Investigador Científico (CONICET). FML y MVGE son becarios de CONICET. Los autores agradecen apoyo económico de los proyectos PICT 2012-973 (ANPCyT) y PIP 2012-01-403 (CONICET). HC y FML agradecen financiamiento del proyecto UTN UT14035TC. Los autores reconocen el uso de datos de *STEREO* (NASA), *SDO* (NASA), *SOHO* (ESA/NASA), y *Wind* (NASA).

Referencias

- Gopalswamy N., et al., 2001, *ApJL*, 548, L91
- Jing J., et al., 2012, *ApJL*, 752, L9
- Thernisien A., Vourlidis A., Howard R. A., 2009, *Sol. Phys.*, 256, 111
- Tziotziou K., Georgoulis M. K., Liu Y., 2013, *ApJ*, 772, 115
- Zhao J., et al., 2014, *ApJ*, 787, 88



Evolución morfológica de una eyección coronal de masa dirigida hacia la Tierra

I. Cabello^{1,2}, H. Cremades^{1,2}, L. Balmaceda³

¹ Facultad Regional Mendoza, UTN, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ George Mason University, USA

Contacto / icabello@mendoza-conicet.gob.ar

Resumen / Las eyecciones coronales de masa (CME, por sus siglas en inglés) expulsan grandes cantidades de plasma del Sol hacia la heliósfera, de modo que una CME dirigida hacia la Tierra supone una potencial amenaza para la sociedad debido a la dependencia que esta tiene sobre los sistemas tecnológicos, los cuales pueden resultar gravemente dañados. Para comprender y predecir su emergencia y evolución, es preciso analizar sus orígenes en las regiones fuente y sus relaciones con las estructuras resultantes.

En este trabajo se presenta una comparación entre las propiedades morfológicas de la región fuente y las de la CME asociada correspondientes a un evento dirigido a la Tierra y con una propagación cerca del plano del cielo para las naves *STEREO*. En particular, se investiga la relación entre el tamaño y orientación de la línea neutra y de la extensión angular lateral de la CME asociada a dicho evento. La línea neutra se examinó a través de imágenes de la cromósfera y de la baja corona mientras que la CME fue analizada mediante imágenes de la corona en luz blanca en distintos instantes de su evolución.

Abstract / Coronal Mass Ejections (CMEs) expel large amounts of plasma into the heliosphere. An Earth directed CME represents a potential threat to the society due to its dependence on the technological systems, that can be seriously damaged. In order to understand and predict their emergence and evolution, it is necessary to analyse their origin in the source region and their relation.

In this work we present a comparison between the morphological properties of the source region and the associated Earth directed CME with a propagation close to the plane of sky for the *STEREO* spacecraft. In particular, we investigate the relationship between the size and orientation of the neutral line and the lateral angular extension of the associated CME. The neutral line was examined on images of the chromosphere and the lower corona while the CME was analysed using images of the white light corona at different stages during its evolution.

Keywords / Sun: corona — Sun: coronal mass ejections (CMEs) — Sun: activity

1. Introducción

Las eyecciones coronales de masa (CMEs, del inglés *Coronal Mass Ejection*) son manifestaciones del campo magnético solar que conllevan la expulsión de grandes cantidades de plasma del Sol hacia la heliósfera. Debido al considerable número de partículas cargadas involucradas, las CMEs dirigidas hacia la Tierra pueden interferir en el funcionamiento de satélites y redes eléctricas, afectando de esta forma a la sociedad.

Los filamentos o protuberancias son estructuras cromosféricas elongadas localizadas por encima de la región de inversión de polaridad magnética (línea neutra). Cuando estas regiones poseen un alto nivel de cizalladura, los campos magnéticos no potenciales contienen abundante energía libre, que a su vez se convierte en energía cinética y térmica del gas dando lugar a la erupción del filamento y la consecuente CME (Knizhnik et al., 2015). Tras la erupción aparecen una serie de arcos posteruptivos observados en el extremo ultravioleta sobre dicha línea neutra. Conocer y comprender las propiedades de las regiones fuente, así como los desencadenantes que dan lugar a estas erupciones, se hace indispensable para entender y predecir su comportamiento y

evolución.

Antes del lanzamiento de la misión *STEREO* (*Solar Terrestrial Relations Observatory*) en 2006, se disponía únicamente de observaciones de la corona desde la línea Sol-Tierra, por lo que la comparación directa de las propiedades de las CMEs solo era posible para eventos originados cerca del limbo solar a partir de medidas proyectadas en el plano del cielo, de modo que su región fuente no podía ser analizada convenientemente de forma simultánea. Por otra parte, el análisis de la región fuente de eventos dirigidos a la Tierra sí era posible y, sin embargo, la caracterización de las CMEs asociadas resultaba seriamente limitada. La posibilidad de utilizar observaciones simultáneas desde diferentes puntos de vista nos permite actualmente obtener las dimensiones reales de una CME y de su región fuente. Todo ello representa un avance para responder algunos de los tantos interrogantes abiertos, entre otros, si podemos inferir el tamaño de una CME y la orientación de los campos magnéticos a partir de las propiedades de su región fuente, lo que a su vez resulta de gran importancia para determinar el potencial impacto de aquellas CMEs dirigidas a la Tierra.

A partir de los resultados obtenidos para una gran cantidad de eventos, Cremades & Bothmer (2004) concluyeron que las CMEs poseen simetría axial alrededor de un eje sobre el que se retuerce una cuerda de flujo, de modo que su apariencia depende de la orientación de su estructura magnética interna. De esta forma, se distingue una perspectiva lateral paralela al eje y otra axial perpendicular al mismo. Teniendo en cuenta estos resultados, Thernisien et al. (2009, y referencias incluidas) desarrollaron un modelo tipo forward conocido como *Graduated Cylindrical Shell* (GCS) en el que se considera que la CME es un tubo de flujo retorcido en forma de resorte, de modo que su envoltura adquiere forma de “medialuna” anclada al centro solar.

A continuación, se presenta un estudio comparando la morfología de la región fuente y la de la CME asociada de un evento dirigido a la Tierra y observable desde ambas naves *STEREO*. Para ello se han determinado el tamaño y orientación de la línea neutra y la de perspectiva lateral de la CME asociada a dicho evento en dos instantes distintos. Para el análisis de la línea neutra se examinó el filamento y los arcos posteruptivos a través de imágenes de la cromósfera (304 \AA) y de la baja corona (193 \AA y 195 \AA), mientras que el estudio de la CME se realizó en imágenes de la corona en luz blanca para distintos estados evolutivos y desde diferentes vistas.

2. Datos

En este trabajo se analizaron datos del instrumento AIA (*Atmospheric Imaging Assembly*) a bordo de la nave SDO (*Solar Dynamics Observatory*). Se utilizaron imágenes en 304 \AA y en 193 \AA para la identificación de la región fuente a través del análisis de la cromósfera y de la baja corona, respectivamente.

Por otra parte, imágenes proporcionadas por diferentes instrumentos del paquete SECCHI (*Sun–Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation*) a bordo de las naves *STEREO* A y B (ST-A y ST-B) se han utilizado con distintos propósitos. Se usaron datos proporcionados por EUVI (*Extreme Ultraviolet Imager*, hasta $1.7R_{\odot}$) en las líneas 304 \AA y 195 \AA para complementar los de la vista de AIA. Además, imágenes de la corona en luz blanca obtenidas por los coronógrafos COR1 ($1.25\text{--}4R_{\odot}$) y COR2 ($2\text{--}15R_{\odot}$) de ambas naves se usaron para el análisis de la CME en distintos estados evolutivos. Estos últimos datos obtenidos por los coronógrafos fueron tratados con las imágenes de fondo para extraer la mayor parte de la corona F y la luz dispersada en los instrumentos (Thompson et al., 2010).

La corona en luz blanca también se analizó a partir de imágenes de los coronógrafos C2 y C3 del instrumento LASCO (*Large Angle Spectroscopic Coronagraph*) a bordo de la misión SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*). Se utilizaron imágenes diferencia, restando a cada una la anterior o bien restando a cada una la misma imagen anterior al evento.

Para la selección del evento se consideró el listado propuesto por Wood et al. (2017) de eventos dirigidos hacia la Tierra, que además fueran visibles desde los instrumentos HI-1 (*Heliospheric Imager*, $12\text{--}84 R_{\odot}$) a bordo de ambas naves *STEREO*. De esta forma se escogió el

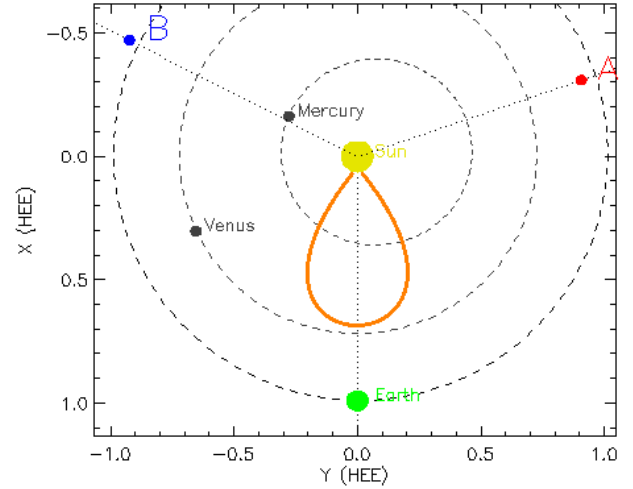


Figura 1: Esquema de la posición relativa de las naves y la CME respecto de la Tierra, visto desde el polo norte de la eclíptica.

correspondiente al día 24 de febrero de 2012, cuando ST-A se encontraba a $\approx 109^\circ$ de la Tierra y ST-B a $\approx 117^\circ$, estando ambas separadas por un ángulo de $\approx 134^\circ$. En la Fig. 1 se muestra la dirección de propagación de la CME junto con la disposición de las naves respecto de la Tierra en la fecha del evento. Para este evento es posible observar la perspectiva lateral en las imágenes de ambas naves *STEREO* y además, el material de la prominencia es observado después de la erupción en las imágenes coronográficas de *STEREO* y *SOHO*.

3. La región fuente

La secuencia de imágenes en 193 \AA y en 304 \AA obtenidas de SDO/AIA muestran la evolución de la región fuente desde la línea neutra antes de la erupción (Fig. 2, izquierda) hasta una serie de arcos posteruptivos después de la misma (Fig. 2, derecha). Se observa que, en ambos casos, la región fuente se extiende desde el limbo extremo en la dirección noreste hacia el centro del disco. Debido a los efectos de proyección no se puede identificar la posición del extremo situado en el limbo en las imágenes de SDO/AIA, por lo que para la medida de la extensión también se han hecho uso de las imágenes obtenidas por EUVI desde ST-B.

Las medidas de la extensión y del ángulo de inclinación de la región fuente se han realizado considerando la estructura como una línea recta. De esta forma, teniendo en cuenta las posiciones extremas de la región de los arcos posteruptivos, la extensión es de $\approx 80^\circ$ y el ángulo de inclinación de $\approx -65^\circ$ respecto de la línea este-oeste, con signo positivo en sentido antihorario.

4. Ajuste y medida de la CME

Con el modelo GCS se han generado las configuraciones de la CME para dos momentos distintos de su evolución en la corona en luz blanca desde tres puntos de vista,

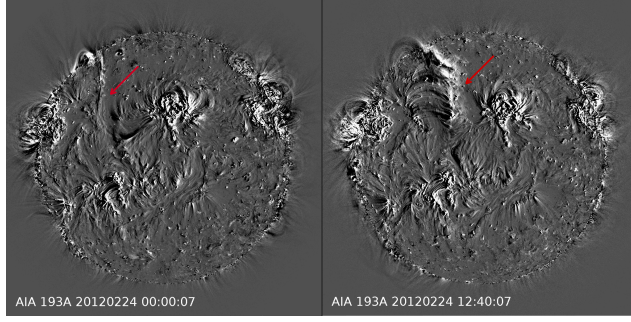


Figura 2: Imágenes diferencia obtenidas por AIA en 193 Å antes (izquierda) y después (derecha) de la erupción, mostrando la línea neutra y los arcos post-eruptivos, respectivamente (señalados con flechas rojas).

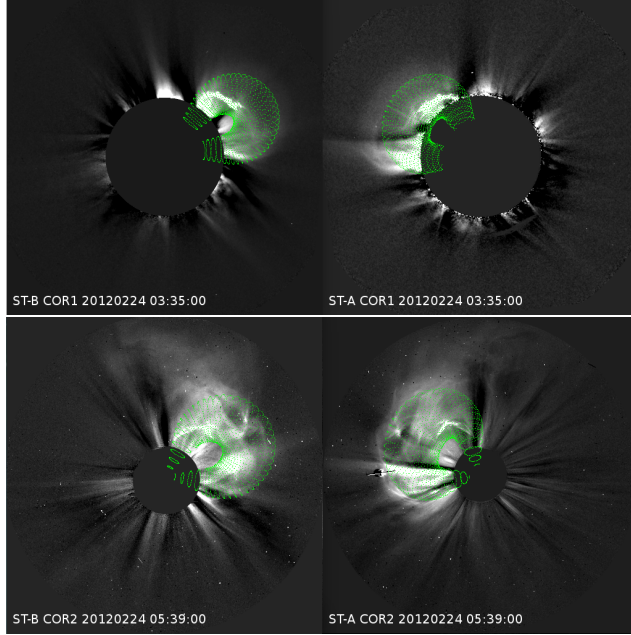


Figura 3: Imágenes diferencia de la CME desde ST-B (izquierda) y ST-A (derecha) en COR1 (arriba) y COR2 (abajo), junto con las correspondientes configuraciones resultantes del modelo GCS superpuestas en verde.

esto es, según las observaciones casi simultáneas desde ST-A, ST-B y LASCO. En la Fig. 3 estas se muestran en verde superpuestas sobre las correspondientes imágenes diferencia de COR1 en el panel superior y sobre las correspondientes a COR2 en el inferior.

El ángulo de inclinación obtenido para sendos ajustes realizados con las imágenes de COR1 y COR2 es de $\approx -73^\circ$. Además, a partir de otros parámetros resultantes del ajuste y mediante relaciones trigonométricas sencillas (ver Cabello et al., 2016) se ha obtenido la extensión angular en la dirección lateral de la CME. Esta resulta de $\approx 77^\circ$ para el ajuste realizado con las imágenes de COR1 y de $\approx 95^\circ$ para el caso de COR2. En la Tabla 1 se muestran estos valores, junto con la hora y la altura del frente correspondientes a la estructura en cada caso. Se deduce que la inclinación aproximadamente se mantiene en los tres casos mientras que la extensión

Tabla 1: Inclinaciones y extensiones correspondientes a la región fuente y a la perspectiva lateral de la CME, esta última en dos estados evolutivos.

	Región fuente	CME (perspectiva lateral)	
		desde COR1	desde COR2
Hora	12:40:07	03:35:00	05:39:00
Altura [R_\odot]	0	3	12
Inclinación [$^\circ$]	-65	-73	-73
Extensión [$^\circ$]	80	77	95

longitudinal solo lo hace desde la región fuente hasta los datos de COR1 y aumenta para los de COR2.

5. Conclusiones

La posición relativa de las naves *STEREO* respecto de *SOHO* y *SDO* ha permitido estudiar la relación existente entre la morfología de la región fuente y la CME asociada correspondiente a un evento dirigido hacia la Tierra, considerando la extensión y orientación de las mismas. El análisis de la región fuente se llevó a cabo a través de imágenes de la cromósfera y de la baja corona, mientras que el de la CME se realizó en dos estados evolutivos distintos a través de imágenes de la corona en luz blanca.

Los resultados obtenidos parecen indicar que la CME no sufre una rotación, ya que su inclinación se mantiene aproximadamente constante desde que emerge del Sol hasta su recorrido por la corona en los campos de visión de COR1 y COR2. También se deduce que la extensión angular de la CME en luz blanca (a una distancia de $\approx 3 R_\odot$) es similar al tamaño de la línea neutra, y aumenta en el campo de visión de COR2 a una altura de $\approx 12 R_\odot$.

Un estudio exhaustivo sobre una mayor cantidad de eventos nuevos proporcionará una base estadística que permitirá obtener resultados concluyentes acerca de las condiciones y desencadenantes del nacimiento de estas estructuras, así como de su morfología y evolución. Además, conviene ampliar este estudio con resultados obtenidos a partir de imágenes de HI, así como complementarlo con el análisis de la autosimilitud durante su evolución y comparar con medidas *in situ*.

Agradecimientos: IC y HC son miembros de la Carrera del Investigador Científico de CONICET. Se agradece a los consorcios STEREO/SECCHI y SDO/AIA por los datos proporcionados. Este trabajo fue realizado en el marco del proyecto UTN PID UTI4035TC.

Referencias

- Cabello I., et al., 2016, BAAA, 58, 263
- Cremades H., Bothmer V., 2004, A&A, 422, 307
- Knizhnik K. J., Antiochos S. K., DeVore C. R., 2015, ApJ, 809, 137
- Thernisien A., Vourlidis A., Howard R. A., 2009, Sol. Phys., 256, 111
- Thompson W. T., et al., 2010, Sol. Phys., 262, 213
- Wood B. E., et al., 2017, ApJS, 229, 29



Cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes Trazadores de la historia de formación estelar y evolución química

M.C. Parisi^{1,2}

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / celeste@oac.unc.edu.ar

Resumen / Se reconoce desde hace mucho tiempo que los cúmulos estelares son de fundamental importancia para una amplia variedad de aspectos astrofísicos. En particular, sus metalicidades, edades y velocidades radiales, son excelentes herramientas para estudiar la dinámica, historia de formación estelar y enriquecimiento químico de la galaxia a la que pertenecen, trazando las propiedades de sus diferentes componentes (halo, bulbo, disco, etc.). Adicionalmente, los sistemas de cúmulos estelares de las galaxias, resguardan importante información sobre sus interacciones y fusiones. Son relevantes, inclusive, a escalas cosmológicas, pues las edades de los cúmulos estelares más viejos imponen restricciones a la edad del Universo. En este artículo se presenta un resumen del estado actual del conocimiento respecto de la historia de formación estelar y evolución química de nuestras galaxias vecinas, las Nubes de Magallanes, tal como pueden inferirse del estudio de sus poblaciones de cúmulos estelares.

Abstract / It has been recognized for a long time that star clusters are of fundamental importance for a wide variety of astrophysical aspects. In particular, their metallicities, ages and radial velocities are excellent tools to study the dynamics, star formation history and chemical enrichment of their host galaxies, tracing the properties of the different galaxy components (halo, bulge, disk, etc.). Additionally, the star cluster systems of galaxies, preserve important information about their interactions and mergers. They are relevant even at cosmological scales, since the ages of the oldest star clusters impose restrictions on the age of the Universe. This article presents a summary of the current state of knowledge regarding the star formation history and chemical evolution of the Magellanic Clouds, as can be inferred from the study of their star cluster populations.

Keywords / galaxies: star clusters: general

1. Introducción

Históricamente, los cúmulos estelares (CE) han sido considerados ejemplos típicos de poblaciones estelares simples (PES), esto es, grupos de estrellas formadas a partir de la misma nube molecular en un único episodio de formación estelar. De este aspecto se desprende la visión clásica de los CE como objetos constituidos por estrellas que poseen prácticamente la misma composición química y edad.

De este modo, sus metalicidades medias y sus edades pueden determinarse de manera relativamente sencilla, tanto por métodos fotométricos como espectroscópicos. El hecho de que los CE puedan ser considerados PESs, al menos en primera aproximación, dio lugar a que estos objetos resultaran significativos para el estudio de una gran variedad de aspectos astrofísicos relacionados a diversas áreas de la Astrofísica. Por citar sólo un ejemplo, han sido exhaustivamente utilizados para verificar los modelos de evolución estelar (Pietrinferni et al., 2004).

A pesar de las claras ventajas que presenta el paradigma de los CE como PESs, el avance de las investigaciones de las últimas décadas ha permitido constatar que los CE, al menos los cúmulos globulares (CG) Galácticos y extragalácticos masivos, albergan más de una po-

blación estelar (Kraft, 1994; Carretta et al., 2009). Este fenómeno conocido como poblaciones múltiples (PM), cuya explicación se encuentra actualmente bajo fuerte debate, queda claramente evidenciado en las diferentes secuencias de aquellos Diagramas Color-Magnitud profundos construidos con las precisiones fotométricas que pueden obtenerse, por ejemplo, con imágenes adquiridas por la *Advanced Camera for Surveys* (ACS) del *Hubble Space Telescope* (HST) (Milone et al., 2016). Asimismo, las MPs de un CE son también evidentes desde el punto de vista de la espectroscopía, manifestándose en las conocidas anti-correlaciones entre las abundancias de ciertos elementos químicos livianos (Carretta et al., 2009), dando cuenta de las dispersiones en las abundancias de C, N, O, A y He presentes en las estrellas de un CG en un mismo estado evolutivo. El descubrimiento de las PMs en CGs ha activado, en las últimas décadas, el interés por el estudio de estos objetos, particularmente lo que se refiere a su formación y relación con los entornos en los cuales se forman. En tal sentido, un interesante resumen de la formación y evolución de los CGs en el contexto cosmológico del ensamble de galaxias, puede encontrarse en Forbes et al. (2018).

Por su parte, la interacción entre galaxias puede

producir perturbaciones de marea que inducen fuertes compresiones de choque. Estas compresiones originan dramáticas colisiones de gas y, en consecuencia, la formación de estrellas es desencadenada (Whitmore et al., 1999). De este modo, el encuentro entre galaxias puede incrementar las tasas de formación estelar, dejando una huella de dicha interacción en las distribuciones de edad (DE) de las diferentes poblaciones estelares que forman parte de las galaxias bajo interacción. Es también altamente reconocido que existe un enriquecimiento químico asociado con la formación estelar desencadenada por efectos de marea. Esto proporciona una explicación natural a los aumentos rápidos de la metalicidad que claramente quedan impresos en la Relación Edad-Metalicidad (REM) de una galaxia (Pagel & Tautvaišienė, 1998). Las distribuciones de metalicidad (DM) se ven también afectadas por los procesos de enriquecimiento químico, como así también los gradientes de metalicidad (GM). Estos últimos, además, son excelentes indicadores del nivel de homogeneidad espacial del gas en una galaxia. Las fuerzas de marea pueden provocar el intercambio de gas, caída o eyección de material, lo que afecta tanto los GM como la REM. Por lo tanto, si se pretende entender no solo la formación y evolución química de una galaxia, sino también otros procesos como la formación estelar en general (y en particular la formación de los CEs), antes es necesario tener una descripción de la dinámica global del sistema en el cual se encuentra inmersa, y viceversa: esos procesos pueden proporcionar información sobre parámetros relacionados a la interacción entre galaxias (Peebles, 2017).

Uno de los ensambles de galaxias interactuantes más cercanos a la Vía Láctea (VL) son las Nubes de Magallanes (NMs), constituido por la Nube Menor de Magallanes (NmM) y la Nube Mayor de Magallanes (NMM). Dada sus ubicaciones y cercanía, son los ejemplos ideales para estudiar los procesos de formación de este tipo galaxias y la mejor oportunidad para estudiar las interacciones gravitacionales entre satélites y satélites-galaxias huésped. Además, sus CEs pueden ser resueltos fácilmente con telescopios en tierra, relativamente pequeños, permitiendo un estudio detallado del sistema de CEs de ambas galaxias. Por lo tanto, sus edades, metalicidades y velocidades radiales pueden derivarse de manera muy precisa.

2. El Sistema Magallánico

El Sistema Magallánico incluye la NmM, la NMM y tres estructuras notables que las rodean: la Corriente Magallánica, el Puente Magallánico y el Brazo Principal (D’Onghia & Fox, 2016). Estas tres características contienen gas y estrellas jóvenes. El origen de estas corrientes está bajo fuerte discusión, pero se acepta generalmente que son consecuencia de la interacción entre la NmM y la NMM y/o la interacción de ellas con la VL.

La NMM, ubicada a una distancia de 50 ± 1 kpc (Pietrzyński et al., 2013), es el prototipo de una población de galaxias con propiedades morfológicas peculiares. Éstas incluyen una barra estelar asimétrica, cuyo centro físico no es coincidente con el centro dinámico

de la galaxia, un único brazo espiral, y un gran complejo de formación de estrellas en un extremo de la barra (de Vaucouleurs & Freeman, 1972). Las estrellas de la NMM se concentran en un disco casi perpendicular a la línea de visión. El disco no tiene una geometría estrictamente circular, puesto que se alarga en la dirección norte-sur. Este alargamiento y su orientación se explican fácilmente por las perturbaciones de marea producidas en la NMM por la NmM y la VL (van der Marel, 2001). La barra está más cerca de la VL que el disco (aproximadamente 0.5 kpc, Nikolaev et al. 2004). La barra es una estructura reciente, formada en los últimos mil millones de años, como consecuencia, probablemente, de la interacción con la NmM. Las estrellas de campo exhiben un contenido promedio de hierro de $[\text{Fe} / \text{H}] = -0.49$ dex (Grocholski et al., 2006). La masa total de la NMM (hasta 8,7 kpc) es $1.7 \times 10^{10} M_{\odot}$ (van der Marel & Kallivayalil, 2014).

La NmM, a 62.1 ± 1.9 kpc (Graczyk et al., 2014), es la galaxia irregular enana más cercana, y un punto de referencia excelente para estudiar la evolución de las galaxias enanas de tipo tardío. Tiene una baja metalicidad promedio y una alta fracción de masa que permanece en forma gaseosa. No tiene una barra de estrella, pero ese término se usa a menudo para referirse a la parte más brillante del eje principal del cuerpo de la NmM. En el infrarrojo lejano es posible observar una estructura joven al este del cuerpo principal, denominada “ala”, formada probablemente como resultado de sus interacciones con la NMM (Caldwell & Coulson, 1986). Las estrellas más jóvenes que 1×10^9 años se encuentran principalmente en el ala y en la parte central de la galaxia, donde el gas se concentra principalmente. Las poblaciones más antiguas parecen estar distribuidas en un gran volumen espacial. Rubele et al. (2015) mostraron que la apariencia irregular del NmM se debe a la distribución espacial de las poblaciones más jóvenes, mientras que las estrellas más viejas tienen una distribución esferoidal. La masa total de NmM, estimada a partir de curvas de rotación, es de $2.4 \times 10^9 M_{\odot}$ (Stanimirović et al., 2004).

3. Dinámica de las Nubes de Magallanes

Básicamente pueden encontrarse dos escenarios sugeridos para describir la dinámica de las NMs: El escenario de múltiples pasajes y el escenario del primer pasaje.

En el modelo de múltiples pasajes (modelo ligado), las NMs siguen una órbita ligada a la VL, con un claro rol desempeñado por nuestra Galaxia. Si las NMs están en una órbita ligada, la VL gobernaría la acción binaria del par NmM-NMM, guiándolas hacia una órbita de período corto recientemente formada (Díaz & Bekki, 2011). Este escenario sugiere que la NMM y la NmM se habrían formado originalmente como satélites independientes de la VL, separadas por grandes distancias entre ellas. Su evolución orbital a través del halo Galáctico gradualmente acercó ambas galaxias, hasta que la NMM pudo capturar a la NmM en su órbita, hace $\sim 4 \times 10^9$ años, formando un par binario fuertemente ligado, con las NMs actualmente en su segundo pasaje perigaláctico.

co. Según estos modelos, se habría producido un primer encuentro cercano entre ambas galaxias hace $\sim 2 \times 10^9$ años. Más recientemente, ambas galaxias habrían experimentado un segundo acercamiento entre ellas, hace $\sim 100\text{-}200 \times 10^6$ años, desencadenado un estallido de formación estelar que podría haber conducido a la formación del ala oriental de la NmM y el Puente Magallánico. Por otra parte, y de acuerdo a este modelo, la NmM y la NMM han interactuado repetidas veces con la VL.

Contrariamente, en el escenario del primer pasaje (modelo no ligado), la NMM y la NmM se encuentran experimentando su primer pasaje cercano con la VL (Besla et al., 2012). Este modelo sugiere que las NMs han constituido un par de galaxias interactuantes durante una fracción significativa del tiempo de Hubble, cayendo en el potencial de la VL hace $\sim 2 \times 10^9$ años. De acuerdo a este modelo, la morfología irregular y la cinemática interna del Sistema Magallánico (tanto del gas como de las estrellas) se explican naturalmente por las interacciones entre la ambas galaxias, sin intervención de las interacciones gravitacionales con la VL. En particular, sugiere que la Corriente Magallánica puede explicarse por la acción de las fuerzas de marea de la NMM sobre la NmM, antes de que el sistema sea capturado por la VL. Sugiere, además, que la barra estelar descentrada y deformada de la NMM, y su espiral con un solo brazo, pueden derivarse naturalmente de una reciente colisión directa de la NMM con su compañera de menor masa, hace $200\text{-}300 \times 10^6$ años.

Las mediciones precisas de movimientos propios de la NMM, basadas en datos del HST (Kallivayalil et al., 2013), indican que la NMM tiene una velocidad tangencial más alta de lo que se pensaba. Dicha velocidad tangencial alta favorecería el escenario del primer pasaje, respecto de aquellos que plantean para las NMs órbitas ligadas a la VL. Sin embargo, ambos modelos presentan ventajas y desventajas en el intento de describir la morfología del Sistema Magallánico y su estructura fina. Es posible observar en la literatura, por lo tanto, una alta discusión sobre cuál es el modelo más acertado (D’Onglia & Fox, 2016).

Además de estos modelos dinámicos, una idea interesante que merece ser mencionada, es la que propone que las NMs fueron acretadas por el halo de la VL como los miembros más grandes de un grupo de galaxias enanas, llamado Grupo Magallánico, en un tiempo relativamente reciente (D’Onglia & Lake, 2008). La NMM puede haber sido el miembro más grande de dicha asociación de galaxias enanas, arrastrando con ella varios satélites de la VL. El descubrimiento de nuevos compañeros débiles de la VL, utilizando los datos del *Dark Energy Survey* (DES), es consistente con este escenario (Westmeier et al. 2015, entre otros). Si un grupo de galaxias enanas ha caído en el halo de la VL, transportando varios satélites, la NmM podría haber jugado un rol similar al de la NMM. Justamente, Tsujimoto & Bekki (2009), propusieron que la NmM experimentó un evento de fusión, hace 7.5×10^9 años, con un grupo de galaxias enanas, ricas en gas, de tamaño y masa comparables a las de las NMs. Éste parecería ser un escenario atractivo para ser explorado con futuras simulaciones numéricas, especial-

mente a la luz de la posibilidad de que las NMs hayan sido acretadas como un grupo de galaxias enanas, en lugar de un par de galaxias aisladas.

4. El sistema de cúmulos estelares de las Nubes de Magallanes

Como se mencionó previamente, los CEs son excelentes trazadores de las propiedades dinámicas y químicas de las galaxias. La NMM y la NmM albergan ~ 4200 y ~ 770 CEs, respectivamente, que se han formado y sobrevivido a lo largo de sus historias (Glatt et al., 2010). El censo de CEs probablemente esté todavía incompleto, ya que CEs pequeños y débiles pueden aún no haber sido detectados. Los relevamientos en curso, por ejemplo el *VISTA survey of the Magellanic Clouds* (VMC), pueden aumentar aún más el número de CEs conocidos. El catálogo más completo hasta el momento de CEs de las NMs y la región del Puente Magallánico, ha sido publicado por Bica et al. (2008), donde es posible apreciar que la distribución espacial de los CEs aparentan trazar aquellas características morfológicas atribuidas a la historia de interacciones entre las NMs y/o de ellas con la VL (ver Figura 1 de Bica et al. (2008)).

5. Distribuciones de edad y de metalicidad

La DE del sistema de CEs de una galaxia es una herramienta muy útil para entender la historia de formación de los CEs. Los estallidos de formación de CEs, provocados por efectos de las interacciones, generan picos en dichas distribuciones. La historia de formación de CEs en las NMs muestra diferencias sustanciales entre las dos galaxias.

El sistema de CEs de la NMM es conocido por mostrar una distribución de edades desconcertante. Se han observado dos épocas principales de formación de CEs separadas por un “periodo de inactividad”, conocido como “brecha en edad” (ver por ejemplo, da Costa 2002), en el que no se han formado CEs, excepto ESO 121-SC03 ($\sim 9 \times 10^9$ años, Mackey et al. 2006). La NMM posee un pequeño número de CGs antiguos, pobres en metales, tan viejos como los GCs más antiguos de la VL y de las galaxias esferoidales enanas compañeras de la VL (Grebel & Gallagher, 2004). Alberga, además, un buen número de CEs de edad intermedia ($< 3\text{-}4 \times 10^9$ años), muy poblados y relativamente ricos en metales. Luego de la brecha en edad, y durante los últimos $\sim 4 \times 10^9$ años, los CEs se han formando en la NMM continuamente hasta el presente.

En contraste, los CEs de la NmM cubren un amplio rango de edades y se han formando continuamente al menos en los últimos $\sim 10.5 \times 10^9$ años (por ejemplo, Glatt et al. 2008a, Parisi et al. 2014). Mientras que la NmM alberga una gran cantidad de CEs jóvenes y de edades intermedias, solo contiene un CG antiguo, NGC 121. Este objeto, con una edad de $\sim 10.5 \times 10^9$ años (Glatt et al., 2008b; Parisi et al., 2014), es mucho más joven que los CGs de la NMM y la VL. La NmM es la única galaxia del Grupo Local que no posee cúmulos viejos, con edades comparables a las que poseen los CG

Galácticos. Curiosamente, la historia de formación de CEs en la NmM parece haber comenzado con un retraso desde que formó su primer y único CG (NGC 121), $2\text{--}3 \times 10^9$ años más tarde que la NMM o la VL. En la época intermedia, la NmM formó cúmulos de manera continua pero con dos épocas posibles de enriquecimiento en la formación de CEs hace $(\sim 2 \text{ y } \sim 5) \times 10^9$ años (Parisi et al., 2014). Un incremento en la formación de CEs hace $\sim 2 \times 10^9$ años, podría estar de acuerdo con el modelo ligado de Díaz & Bekki (2011) que predice un encuentro cercano entre la NmM y la NMM aproximadamente en esa época. El segundo episodio de formación de CEs ($\sim 5 \times 10^9$ años), de existir, es difícil de explicar en el contexto de la interacción de las NMs entre ellas y/o con la VL. Sin embargo, como se mencionó precedentemente, Tsujimoto & Bekki (2009) sugirieron que la NmM podría haber experimentado una fusión hace $\sim 7.5 \times 10^9$ años. Este evento podría haber desencadenado la formación estelar en la NmM y producir un primer aumento en la formación de CEs en dicha galaxia, aunque existe una diferencia de más de 2×10^9 años con el primer pico de la DE derivada por Parisi et al. (2014).

Varios autores han estudiado la historia muy reciente de CEs de las NMs, con un acuerdo razonable entre ellos. La Figura 1 muestra la distribución de edades de los CEs tanto de la NmM como de la NMM, tomada de Glatt et al. (2010). En la figura puede observarse que, de acuerdo a estos autores, las dos galaxias parecen haber experimentado enriquecimiento en la formación de CEs en épocas muy similares. Ellos sugieren que la NMM y la NmM habrían probablemente experimentado tres épocas de enriquecimiento en la formación de CEs hace $(9, 125 \text{ y } 630) \times 10^6$ años y $(6.5, 160 \text{ y } 630) \times 10^6$ años, respectivamente. Estos valores son muy similares a los encontrados para la NMM por Pietrzynski & Udalski (2000), quienes sugieren épocas de formación de CEs hace $7, 125 \text{ y } 800 \times 10^6$ años. Por su parte, Nayak et al. (2016) encuentran un solo pico en la distribución de edades de los CEs de la NMM, pero con un valor concordante (125×10^6 años) al pico principal sugerido por Glatt et al. (2010) y Pietrzynski & Udalski (2000). De acuerdo a las distribuciones de edad de los CEs, derivados por los mencionados estudios, las dos galaxias parecen haber experimentado una formación episódica reciente de enriquecimiento en la formación de CEs en épocas muy similares. Los picos a $(125 \text{ y } 160) \times 10^6$ años, son muy pronunciados en ambas galaxias y probablemente estén correlacionados. De acuerdo con los modelos en los que las NMs orbitan la VL, el último encuentro cercano entre la NmM y la NMM ocurrió hace $100\text{--}200 \times 10^6$ años. La tasa de formación de CEs en la NmM aumenta, si la órbita de la NMM conduce a un encuentro cercano con ella, y viceversa. La tasa de formación de CEs disminuye nuevamente cuando la NMM se aleja de la NmM, lo que conduce a la formación episódica de CEs, consistente con múltiples acercamientos entre ellas.

Del mismo modo que la DE da cuenta de los periodos en los cuales la formación estelar se ha visto incrementada, la DM aporta información sobre las épocas en la que el gas, a partir del cual se forman las estrellas, ha sido enriquecido químicamente. Nuevamente, para el caso de las NMs, ambas galaxias muestran DMs notoriamente

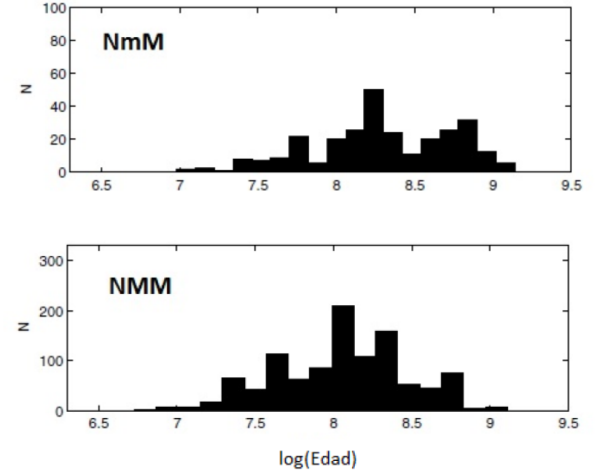


Figura 1: Distribución de edades de CEs las NMs. Figura adaptada de Glatt et al. (2010).

te distintas. En la Figura 2 pueden observarse las DMs de los CEs de la NMM y la NmM, basadas en metalicidades derivadas mediante la técnica del Triplete del CaII (Parisi et al., 2009). Dejando de lado la espectroscopía de alta dispersión, las metalicidades del Triplete del CaII se encuentran entre las más precisas (Parisi et al., 2009, 2015). Como puede apreciarse, los CEs de la NmM muestran un rango de metalicidad bastante pequeño < 0.8 . Esto es diferente a lo que puede verse en el caso de los CEs de la NMM, los cuales cubren un rango en metalicidad de ~ 2 , con metalicidades más altas y más bajas que las encontradas en sus contrapartes de la NmM. En la DM de la NMM, pueden inferirse claramente los dos grupos principales de CEs previamente mencionados: un grupo muy pobre en metales (entre -1.3 y -2) y un grupo más rico en metales con una metalicidad promedio consistente con la metalicidad actual del NMM (-0.5). La brecha en edad puede ser también interpretada como una brecha de metalicidad, ya que los CEs formados en el primer episodio temprano de formación (antes de la brecha en edad) se corresponden con los muy pobres en metales, mientras que los CEs formados después de la brecha en edad son mucho más ricos en metales. Es decir que mientras que la NmM formó CEs de manera continuada en el periodo intermedio, sufriendo muy poco enriquecimiento químico, la NMM vio inhibida su formación de CEs experimentando, sin embargo, un enriquecimiento químico altamente significativo. Tanto el origen de la brecha en edad como del pronunciado enriquecimiento químico en ese periodo, permanecen aún sin respuesta.

6. Gradientes de metalicidad

El disco de la NMM es generalmente dividido en disco interno y disco externo (Olszewski et al., 1991). Varios trabajos fotométricos argumentan a favor de dos poblaciones de CEs diferentes en cada parte del disco, en el sentido de que los CEs en el disco interno son más jóvenes y más ricos en metales que los CEs ubicados en el disco externo (Harris & Zaritsky 2009; Glatt et al.

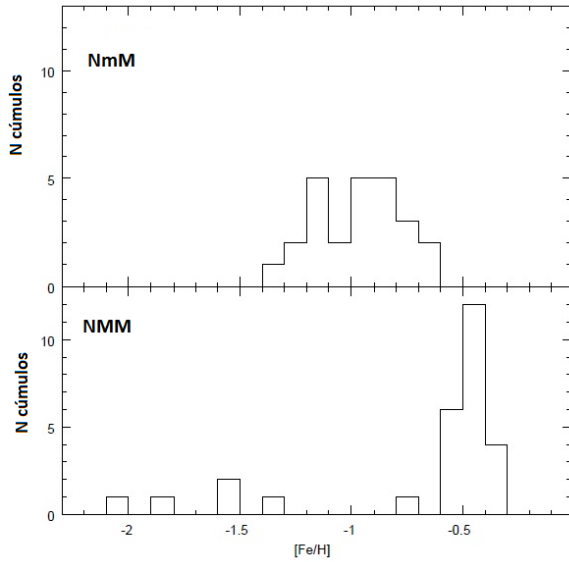


Figura 2: Distribución de metalicidades de CEs de las NMs. Figura adaptada de Parisi et al. (2009).

2010; Nayak et al. 2016, entre otros). Estos resultados contrastan con los resultados de trabajos espectroscópicos donde no se encuentra evidencia alguna de gradiente de metalicidad en el disco de la NMM, con CEs en ambas partes del disco con valores de metalicidad medias similares (por ejemplo, Olszewski et al. 1991).

En el caso de la NmM, generalmente, se prefiere un sistema elíptico en lugar de un disco (Piatti et al., 2005), para describir su geometría. En este sistema, el valor del semieje mayor a se utiliza como reemplazo de la distancia al centro de la galaxia (ver Piatti et al. 2005 para detalles sobre el significado y cálculo de a). La Figura 3 muestra las metalicidades, inferidas a partir de la Técnica del Triplete del CaII, de 29 CEs de la NmM (Parisi et al., 2009, 2015) y de sus campos estelares circundantes (Parisi et al., 2010, 2016)) en función de a . Los resultados de este análisis muestran que mientras las estrellas del campo poseen un claro gradiente interno de metalicidad ($a < 4^\circ$), en excelente acuerdo con Dobbie et al. (2014), los CEs no aparentan tener un gradiente claro de metalicidad. Si bien parecería existir una tendencia de la metalicidad de los CEs a disminuir a medida que la distancia al centro de la NmM aumenta, esa tendencia no es estadísticamente significativa. Es difícil imaginar qué procesos pudo haber experimentado esta galaxia, a lo largo de su historia, que afecten de manera diferente el GM de ambas poblaciones. Por otra parte, en la región externa de la NmM, el GM parece invertirse tanto para CEs como para las estrellas del campo. La mayoría de los objetos que invierten dicho gradiente se encuentran localizados hacia el Puente Magallánico, por lo que en principio dicha inversión puede interpretarse como consecuencia de la interacción entre la NmM y la NMM. Sin embargo, Gramajo et al. (2016), muestran que las metalicidad de 2 CEs localizados en la región opuesta al Puente Magallánico, siguen la misma tendencia positiva del GM. Un mayor número de CEs con metalicidades es-

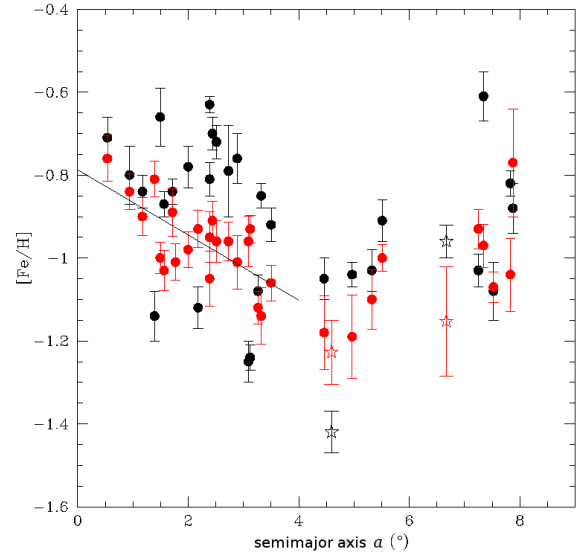


Figura 3: Gradiente de metalicidad de la NmM (tomada de Gramajo et al. 2016). Los puntos negros corresponden a los CEs estudiados por Parisi et al. (2009, 2015) mientras que los puntos rojos muestran las metalicidades medias de los campos estelares circundantes a esos CEs derivados por Parisi et al. (2010, 2016). Las estrellas negras y rojas muestran CEs y campos analizados por Gramajo et al. (2016). La línea sólida es el ajuste lineal de las estrellas de campo.

pectroscópicas precisas, y localizados en la región externa, son necesarios para disponer de una mayor confianza estadística en el GM positivo en dicha región. Una idea interesante, sin embargo, la constituye el trabajo de Dias et al. (2016). Estos autores dividen los CEs del catálogo de Bica et al. (2008) en diferentes grupos, (Figura 4), de acuerdo a sus correspondencias espaciales con el trazado del gas, el cual se supone es consecuencia de la historia de interacciones que ha sufrido esta galaxia con la VL y con su compañera, la NMM (Besla, 2011). Dias et al. (2016) sugirieron que las muestras de CEs deben ser analizadas teniendo en cuenta los grupos propuestos. Ellos encuentran que, analizando el GM de los CEs localizados en lo que denominan *West Halo*, se observa un GM negativo. Sin embargo, sus determinaciones fotométricas de metalicidad son mucho menos precisas que las determinaciones espectroscópicas de Parisi et al. (2009, 2015) y no aportan una explicación del motivo por el cual la historia de interacciones de la NmM afectaría a los CEs y no a las estrellas de campo (Parisi et al., 2016).

7. Relaciones Edad-Metalicidad

Todas las diferencias y similitudes mencionadas entre las DEs y DMs de los CEs de las NMs, se ven reflejadas en sus REMs. Comparando dichas relaciones para ambas galaxias queda claro la desconcertante historia de formación de CEs de la NMM en contraposición con la marcada continuidad en la NmM. En la REM de la NMM (ver Figura 4 de Santiago 2009) se hace evidente la presencia de los dos grupos de CEs, ya descriptos en las secciones

precedentes. Se observa, además, la separación de ambos grupos por el período prolongado correspondiente a la brecha en edad, con la formación de un solo CE, sustancialmente enriquecido químicamente. Por el contrario, la REM de la NmM (ver Figura 13 de Parisi et al. 2015) ha formado CEs con un contenido de metales, en promedio, menor que la NMM. Es curiosa la alta metalicidad del único CE en la brecha de edad respecto a los CEs que pueblan el mismo período en la NmM. También es intrigante que el único GC en la NmM (NGC 121) no sea muy pobre en metales. La NmM debe haber experimentado un enriquecimiento químico sustancial antes de la formación de NGC 121. Es también desconcertante la gran dispersión de metalicidades que muestran los CEs de la NmM, a cualquier edad, sugiriendo la ausencia de una clara REM en esta galaxia. De hecho, ninguno de los modelos de evolución química propuestos para la NmM (Da Costa & Hatzidimitriou, 1998; Pagel & Tautvaisiene, 1998; Carrera et al., 2008; Cignoni et al., 2013), representan satisfactoriamente los datos observacionales. Dias et al. (2016) nuevamente sugieren que los CEs pertenecientes al *West Halo* poseen una clara REM que puede ser ajustada con el modelo de enriquecimiento químico propuesto por Pagel & Tautvaisiene (1998). Este modelo presupone un estallido inicial de formación estelar, seguido de un periodo de bajo enriquecimiento químico, y luego un segundo estallido de formación estelar (hace $\sim 4 \times 10^9$ años) la cual produjo un aumento significativo de la metalicidad. Los escenarios vinculados a la interacción NmM-NMM y de ellas con la Galaxia, sugieren que ese estallido de formación estelar se debe a un efecto de interacción en el sistema. Esa misma interacción podría ser la responsable de la activación de la formación de CEs en la NMM luego de la brecha en edad.

El estudio de los CEs de las NMs ha mostrado que se encuentran aún abiertos muchos interrogantes respecto de la historia dinámica, la formación estelar y los procesos de enriquecimiento químico de estas galaxias cercanas. Para intentar dar respuesta a esas preguntas, es necesario el estudio de muestras de CEs estadísticamente significativas, con metalicidades espectroscópicas precisas y estudiados de manera homogénea.

Agradecimientos: MCP desea agradecer al Comité Científico de la 60ª Reunión Anual de la Asociación Argentina de Astronomía, por la invitación a presentar este Informe Invitado.

Referencias

Besla G., et al., 2012, MNRAS, 421, 2109
 Besla G., 2011, PhD thesis, Harvard University
 Bica E., et al., 2008, MNRAS, 389, 678
 Caldwell J. A. R., Coulson I. M., 1986, MNRAS, 218, 223
 Carrera R., et al., 2008, AJ, 136, 1039
 Carretta E., et al., 2009, A&A, 505, 139
 Cignoni M., et al., 2013, ApJ, 775, 83
 Da Costa G. S., Hatzidimitriou D., 1998, AJ, 115, 1934
 da Costa G. S., 2002, in Geisler D. P., Grebel E. K., Minniti D., eds., IAU Symposium Vol. 207, Extragalactic Star Clusters. p. 83
 de Vaucouleurs G., Freeman K. C., 1972, Vistas in Astronomy, 14, 163
 Dias B., et al., 2016, A&A, 591, A11

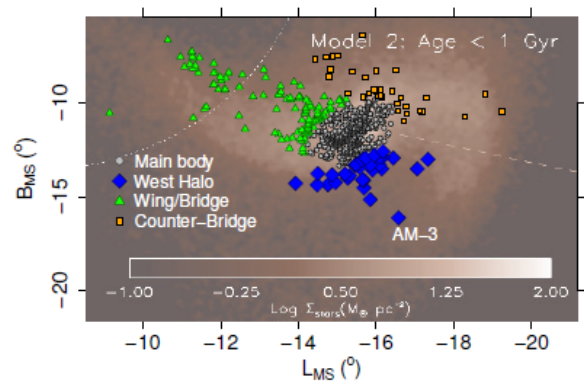


Figura 4: Distribución de los CEs, catalogados por Bica et al. (2008), de la NmM usando las coordenadas definidas por Nidever et al. (2008). Los CEs han sido superpuestos a los modelos de Besla (2011). Figura tomada de Dias et al. (2016).

Diaz J., Bekki K., 2011, MNRAS, 413, 2015
 Dobbie P. D., et al., 2014, MNRAS, 442, 1680
 DÓnghia E., Fox A. J., 2016, ARA&A, 54, 363
 DÓnghia E., Lake G., 2008, ApJL, 686, L61
 Glatt K., et al., 2008a, AJ, 136, 1703
 Glatt K., et al., 2008b, AJ, 135, 1106
 Glatt K., Grebel E. K., Koch A., 2010, A&A, 517, A50
 Graczyk D., et al., 2014, ApJ, 780, 59
 Gramajo L. V., et al., 2016, BAAA, 58, 174
 Grebel E. K., Gallagher III J. S., 2004, ApJL, 610, L89
 Grocholski A. J., et al., 2006, AJ, 132, 1630
 Harris J., Zaritsky D., 2009, AJ, 138, 1243
 Kallivayalil N., et al., 2013, ApJ, 764, 161
 Kraft R. P., 1994, PASP, 106, 553
 Mackey A. D., Payne M. J., Gilmore G. F., 2006, MNRAS, 369, 921
 Milone A. P., et al., 2016, MNRAS, 458, 4368
 Nayak P. K., et al., 2016, MNRAS, 463, 1446
 Nidever D. L., Majewski S. R., Butler Burton W., 2008, ApJ, 679, 432
 Nikolaev S., et al., 2004, ApJ, 601, 260
 Olszewski E. W., et al., 1991, AJ, 101, 515
 Pagel B. E. J., Tautvaisiene G., 1998, MNRAS, 299, 535
 Parisi M. C., et al., 2009, AJ, 138, 517
 Parisi M. C., et al., 2010, AJ, 139, 1168
 Parisi M. C., et al., 2014, AJ, 147, 71
 Parisi M. C., et al., 2015, AJ, 149, 154
 Parisi M. C., et al., 2016, AJ, 152, 58
 Peebles P. J. E., 2017, ArXiv e-prints
 Piatti A. E., et al., 2005, MNRAS, 358, 1215
 Pietrinferni A., et al., 2004, ApJ, 612, 168
 Pietrzynski G., Udalski A., 2000, Acta Astronomica, 50, 337
 Pietrzyński G., et al., 2013, Nature, 495, 76
 Rubele S., et al., 2015, MNRAS, 449, 639
 Santiago B. X., 2009, in Van Loon J. T., Oliveira J. M., eds., IAU Symposium Vol. 256, The Magellanic System: Stars, Gas, and Galaxies. pp 69–80
 Stanimirović S., Staveley-Smith L., Jones P. A., 2004, ApJ, 604, 176
 Tsujimoto T., Bekki K., 2009, ApJL, 700, L69
 van der Marel R. P., Kallivayalil N., 2014, ApJ, 781, 121
 van der Marel R. P., 2001, AJ, 122, 1827
 Westmeier T., et al., 2015, MNRAS, 453, 338
 Whitmore B. C., et al., 1999, AJ, 118, 1551



Localizando en la Galaxia al cúmulo inmerso DBS 113

G. Baume^{1,2}, M. Corti^{1,3}, J. Borissova⁴, J.A. Molina-Lera²

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

³ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPA, Argentina*

⁴ *Instituto de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Chile*

Contacto / gbaume@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se han obtenido espectros en el infrarrojo (banda K) utilizando dispersión simple de varias estrellas localizadas en la zona del cúmulo inmerso DBS 113. El estudio de estos datos ha revelado que la mayoría de ellas serían de un tipo espectral temprano (OB). Esta información ha sido complementada con datos fotométricos multibanda (VPHAS+, 2MASS y VVV), datos en la línea HI en radio (SGPS) e información de la bibliografía. Como resultado del estudio, se han encontrado diferencias entre la distancia espectrofotométrica obtenida a partir de datos en el óptico y en el infrarrojo, y la distancia cinemática de los datos de HI. Estas discrepancias ponen de manifiesto la existencia de comportamientos particulares en la distribución espectral de las estrellas tempranas en el infrarrojo y la limitación del modelo cinemático en esta dirección. Por otro lado, adoptando la distancia espectrofotométrica, la energía de las estrellas más masivas permitió explicar la ionización de la región HII RCW 116B.

Abstract / Infrared spectra (K band) of several stars located in the region of the DBS 113 cluster were obtained using simple dispersion. The study of these data revealed that most of them would be of an early spectral type (OB). This information was supplemented with photometric multi-band data (VPHAS+, 2MASS and VVV), HI line data in radio (SGPS) and information from the literature.

As a result of the study, we found differences between the spectrophotometric distance obtained from optical and infrared data, and with the kinematic distance from HI data. These discrepancies revealed the existence of particular behaviors in the infrared spectral distributions of early spectral type stars, and the limitation of the kinematic model in this direction. On the other hand, taking into account the spectrophotometric distance, the energy of the more massive stars allowed to explain the ionization of the HII region RCW 116B.

Keywords / stars: massive — stars: early-type — ISM: HII regions

1. Introducción

Varias regiones de formación estelar han sido sólo identificadas o poseen parámetros estimados en forma muy precaria. En particular, sus distancias se basan generalmente en medidas de velocidades radiales de estructuras del medio interestelar (ISM). Estas distancias tienen una gran incerteza debido a que dependen de un modelo de rotación Galáctica. Estas incertezas son más importantes cerca del centro Galáctico. Adicionalmente, en el primer y en el cuarto cuadrante existe una ambigüedad entre la velocidad radial y la distancia. Por este motivo, es necesario buscar métodos independientes para estimar la distancia a estas regiones. Así se podrá tener un mejor conocimiento de las propiedades de dichos objetos y de la estructura de la Galaxia.

Por otro lado, en la actualidad existen varios relevamientos celestes en diferentes rangos espectrales, ellos permiten realizar estudios más acabados de las poblaciones estelares y su interacción con el ISM.

El objetivo de este trabajo es evaluar los parámetros de la región de la nube molecular G345.5+1.0 utilizando los datos de varios relevamientos junto con observaciones propias y datos de la literatura para tener un panorama más completo de la misma. En la zona mencionada existen dos emergentes en el infrarrojo (IR) identifica-

dos como las fuentes IRAS 16571-4029 y 16575-4023. En particular, la primera de ellas está asociada con la región HII RCW 116B y con el cúmulo inmerso DBS 113 Dutra et al. (2003). Esta zona posee varios estudios previos entre los que se pueden destacar los de Bik et al. (2005), Bik et al. (2006) y Roman-Lopes (2007) en el IR, y los de Caswell & Haynes (1987), Bronfman et al. (1996) y López et al. (2011) en ondas milimétricas / centimétricas.

2. Datos

En el presente estudio se han utilizado diferentes fuentes de datos. Ellas fueron:

- El relevamiento VPHAS+ (Drew et al. 2014) para los datos ópticos (u, g, r, i, H_α);
- El catálogo 2MASS (Skrutskie et al. 2006) y el relevamiento VVV (Saito et al. 2012) para los datos fotométricos IR (J, H, K);
- Datos espectroscópicos “long-slit” en la banda K adquiridos con SOFI@NTT (ESO-La Silla) y $R_\lambda = 1320$ de 5 estrellas brillantes en la zona de DBS 113 (ver Fig. 1a)
- Los mapas de la línea de HI en 21 cm del relevamiento SGPS (McClure-Griffiths et al. 2005)

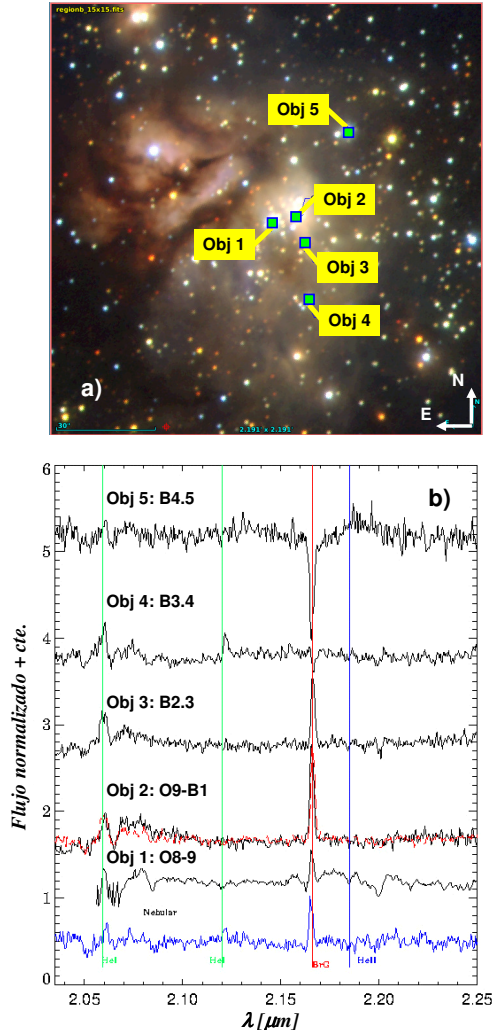


Figura 1: a) Imagen color (VVV; bandas JHK) cubriendo un campo de $2' \times 2'$ de la región del cúmulo DBS 113 donde se indican las estrellas a las que se les han realizado observaciones espectroscópicas. b) Espectros de las estrellas indicadas en el panel a) indicando la localización de las líneas más relevantes y los tipos espectrales adoptados.

Los datos considerados cubren un campo de $15' \times 15'$ que incluye a ambas fuentes IRAS bajo estudio. Esta zona posee un elevado nivel de concentración estelar y un fondo altamente variable en el IR. Se realizó entonces fotometría “Point Spread Function” (PSF) con IRAF sobre las imágenes del VVV. La calibración fotométrica y astrométrica se llevó a cabo utilizando el catálogo del 2MASS y los resultados se correlacionaron con los del catálogo del VPHAS+.

Como resultado del proceso anterior, se generó un catálogo fotométrico ($ugriJHK$) de ~ 25800 objetos puntuales.

3. Análisis de los datos

Se utilizó el atlas de características espectrales de la banda K (Rayner et al. 2009; Liermann et al. 2009; Meyer

et al. 1998; Wallace & Hinkle 1997) para clasificar los espectros obtenidos (ver Fig. 1b). La mayoría de ellas presentan líneas en emisión y su clasificación espectral permitió estimar sus excesos de color y distancias. Se nota que los valores encontrados difieren significativamente entre sí, dependiendo tanto de la estrella considerada como si ellos se obtienen en base a datos ópticos (gr ; distancia de 2 a 7 kpc) o a datos IR (JHK ; distancia de 1.4 ± 0.5 kpc). Estas diferencias son probablemente debidas tanto a incertezas en la clasificación espectral en el IR como a comportamientos anormales (emisiones) de las estrellas. No obstante, se nota que eliminando las estrellas débiles en el óptico ($g > 22$), sólo queda una estrella con datos gr (Obj. 5). A esta estrella le correspondería una distancia espectrofotométrica de 2.2 ± 0.2 kpc, cuyo error fue estimado en base a la incerteza en su clasificación espectral.

Los diagramas fotométricos en el IR (Fig. 2ab) en la zona del cúmulo inmerso DBS 113 permiten realizar una selección de los objetos. Esta se basó en el valor del parámetro libre de enrojecimiento dado por $Q_{IR} = (J - H) - 1.64 (H - K)$ (Chené et al. 2012). De esta forma se distinguieron: a) Estrellas de secuencia principal (MS; $Q_{IR} > -0.1$); b) Objetos con exceso IR o candidatos a PMS ($Q_{IR} < -0.1$); c) Estrellas gigantes y/o rojas de campo. Los diagramas fotométricos en el IR no permiten establecer la distancia con precisión y sólo brindan una estimación del exceso de color ($E_{J-K} \sim 1.1 - 1.4$).

Los diagramas fotométricos en el óptico (Fig. 2cd) en la zona del cúmulo inmerso DBS 113 presentan una cantidad de objetos mucho menor que los correspondientes en el IR. No obstante, ellos permiten visualizar más claramente el enrojecimiento diferencial presente en esa zona ($E_{B-V} \sim 2.1 - 2.7$) y distinguir estrellas con comportamiento anormal (p.ej. Obj. 1 y Obj. 2) de otras que parecen no tenerlo (p.ej. Obj. 5). Además la morfología de los diagramas indica la consistencia de adoptar una distancia de 2.2 kpc.

Los trabajos previos en radio en la zona de DBS 113 proveen medidas de velocidades radiales en el “Local Standard of Rest” (LSR) tanto para la región HII, a partir de líneas de recombinación ($V_r = -9 \text{ km s}^{-1}$; Caswell & Haynes 1987); como para la nube molecular, a partir de líneas de monosulfuro de carbono ($= -15 \text{ km s}^{-1}$;

Bronfman et al. 1996). Estos valores corresponden, respectivamente, a 1.2 y a 1.8 kpc, según las distancias más cercanas del modelo cinemático de Fich et al. (1989). No obstante, los datos de HI presentados en la Fig. 3 revelan que en esa dirección existen sucesivos mínimos en la temperatura de brillo (T_b) con un diámetro angular promedio de $3.1'$ y que se extienden hasta $V_r \sim -30 \text{ km s}^{-1}$.

4. Parámetros de RCW 116B y de DBS 113

En base a los diferentes datos estudiados, se adopta una distancia de 2.2 kpc para DBS 113 y la región HII RCW 116B. Considerando entonces este valor, el diámetro angular de $3.1'$, una temperatura electrónica (T_e) de 5000 K (Caswell & Haynes 1987) y siguiendo el procedimiento indicado por Corti et al. (2016), se estimó el

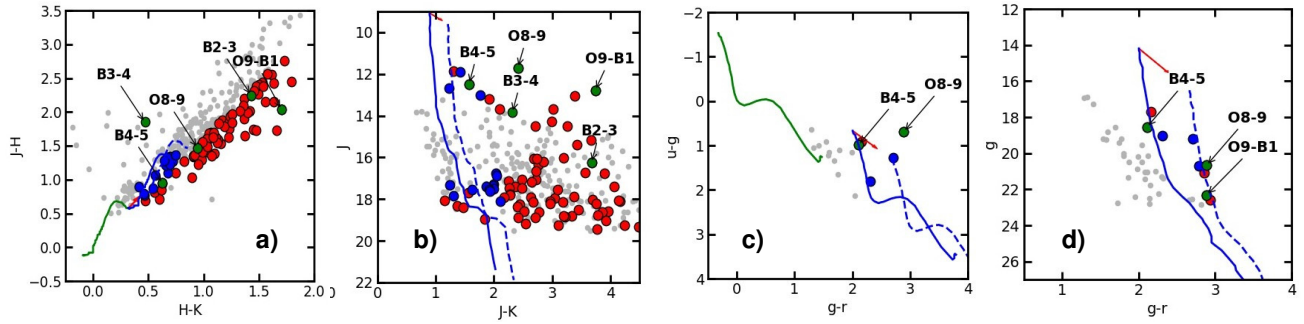


Figura 2: Diagramas fotométricos de la zona del cúmulo DBS 113. Los símbolos de colores indican las estrellas adoptadas como miembros, mientras que los símbolos grises son estrellas de campo. Los símbolos azules y verdes corresponden a estrellas de MS, siendo los últimos las estrellas indicadas en la Fig. 1. Los símbolos rojos indican los objetos PMS o con exceso IR. Las curvas indican la posición de la MS (Sung et al. 2013; Koornneef 1983) intrínseca (verde) y desplazada la distancia y los excesos adoptados (azul).

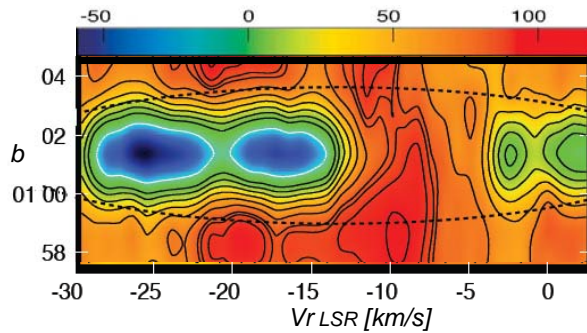


Figura 3: Mapa b vs. V_r de la emisión del HI a 21 cm obtenido en la ubicación de DBS 113 ($l = 345.2^\circ$). Los colores corresponden a diferentes valores de Tb y el paso entre isotermas es de 12 K. Los arcos indican la localización del mínimo.

parámetro de excitación ($\mu \sim 45 \text{ pc cm}^{-2}$) y la masa de la región HII ($M_{\text{RHII}} \sim 30 M_\odot$). Por otro lado, a partir de los datos espectroscópicos y fotométricos, se seleccionaron las estrellas más tempranas que B2 del cúmulo (6 estrellas OB) y se estimó el parámetro de ionización ($U \sim 140 \text{ pc cm}^{-2}$). De esta forma el polvo en dicha zona absorbería $1 - \mu/U \sim 70\%$ de la radiación generada por el cúmulo. Cabe notar que si se considera una distancia de 1.2 kpc, los tipos espectrales de las estrellas de DBS 113 no se corresponden con sus medidas espectroscópicas y fotométricas, y la energía que ellas impartirían al medio no sería suficiente para generar la región HII.

5. Resultados preliminares

Como resultados preliminares del presente estudio se pueden indicar los siguientes:

- La estructura en velocidad (ver Fig. 3) en la dirección estudiada ($l \approx 345^\circ$; $b \approx +1^\circ$) es bastante compleja para determinar distancias cinemáticas precisas. La presencia de una posible burbuja en torno al cúmulo o particularidades cinemáticas (Kothés & Kerton 2002) pueden complicar más la interpretación.

- Las distancias espectrofotométricas son muy dispersas. Este hecho indica que este método debe ser utilizado de forma cuidadosa y complementado por otras técnicas.
- La combinación de información con diversas técnicas y diferentes rangos espectrales permite llegar a resultados más confiables
- Se catalogaron varios miembros estelares probables del cúmulo DBS 113, se obtuvieron varios parámetros físicos de la RHII RCW 116B.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el PIP 112-201101-00301 de CONICET y el Programa 11/G144 de la UNLP. Los autores han utilizado la base de datos *SIMBAD*, herramientas de *ALADIN* (CDS), paquetes especiales en Python y el código Karma (Kvis). Los autores agradecen los comentarios del árbitro que mejoraron la calidad del trabajo.

Referencias

- Bik A., et al., 2005, *A&A*, 440, 121
 Bik A., Kaper L., Waters L. B. F. M., 2006, *A&A*, 455, 561
 Bronfman L., Nyman L.-A., May J., 1996, *A&AS*, 115, 81
 Caswell J. L., Haynes R. F., 1987, *A&A*, 171, 261
 Chené A.-N., et al., 2012, *A&A*, 545, A54
 Corti M. A., et al., 2016, *A&A*, 588, A63
 Drew J. E., et al., 2014, *MNRAS*, 440, 2036
 Dutra C. M., et al., 2003, *A&A*, 400, 533
 Fich M., Blitz L., Stark A. A., 1989, *ApJ*, 342, 272
 Koornneef J., 1983, *A&A*, 128, 84
 Kothés R., Kerton C. R., 2002, *A&A*, 390, 337
 Liermann A., Hamann W.-R., Oskinova L. M., 2009, *A&A*, 494, 1137
 López C., et al., 2011, *A&A*, 534, A131
 McClure-Griffiths N. M., et al., 2005, *ApJS*, 158, 178
 Meyer M. R., et al., 1998, *ApJ*, 508, 397
 Rayner J. T., Cushing M. C., Vacca W. D., 2009, *ApJS*, 185, 289
 Roman-Lopes A., 2007, *A&A*, 471, 813
 Saito R. K., et al., 2012, *A&A*, 537, A107
 Skrutskie M. F., et al., 2006, *AJ*, 131, 1163
 Sung H., et al., 2013, *Journal of Korean Astronomical Society*, 46, 103
 Wallace L., Hinkle K., 1997, *ApJS*, 111, 445



Identificación de agrupaciones estelares mediante reconocimiento de patrones

C. Feinstein^{1,2}, G. Baume^{1,2}, M.J. Rodríguez²

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / gbaume@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se han comparado diferentes algoritmos de reconocimiento de patrones aplicados sobre observaciones fotométricas de poblaciones estelares compuestas. Ellos se han utilizado tanto para discernir los miembros de cada población estelar entre sí, como para identificar y caracterizar las agrupaciones estelares jóvenes. Esta metodología se ha aplicado a datos simulados y a datos reales. Los datos simulados se basaron en parámetros medidos de cúmulos y asociaciones reales (distribución espacial, de masas, de colores, etc). Por otro lado, los datos reales utilizados correspondieron a campos de galaxias cercanas NGC 300 y NGC 253 obtenidos con la “Advanced Camera for Surveys” a bordo del “Hubble Space Telescope”.

Se han utilizado diferentes parámetros en los algoritmos con la finalidad de optimizar la metodología. Los procedimientos utilizados brindan una alternativa a las metodologías tradicionales para describir las características de las diferentes poblaciones estelares.

Abstract / Different pattern recognition algorithms have been compared by applying them to observed and simulated photometric observations of composed stellar populations. They have been used to discern members in the different stellar populations and also to characterize the youngest stellar population. Simulated data were obtained based on observational parameters of clusters and associations (spatial, color-magnitude, mass, etc., distributions). Furthermore, observations used correspond to images of fields in the nearby galaxies NGC 300 and NGC 253 obtained with the the Advanced Camera for Surveys (on board the Hubble Space Telescope). Different parameters in the algorithms have been employed to optimize the methodology. The procedures used provide an alternative to traditional methodologies to describe the characteristics of the different stellar populations.

Keywords / methods: data analysis — stars: massive — galaxies: structure — techniques: photometric

1. Introducción

Actualmente existe un enorme volumen de datos producidos por numerosos relevamientos celestes y su análisis sistemático y homogéneo requiere de nuevas herramientas. Una de esas herramientas es el reconocimiento de patrones y dentro de ellas se encuentran diferentes metodologías de agrupamiento (“clustering”) identificadas como técnicas no supervisadas.

En Astrofísica es de particular interés la localización de agrupaciones estelares, ya sea en campos de nuestra Galaxia o sobre campos de galaxias vecinas.

En este trabajo se describen brevemente diferentes métodos de “clustering” y se presentan los resultados preliminares obtenidos a partir de su aplicación tanto sobre datos fotométricos reales como simulados.

2. Observaciones

Se han utilizado datos obtenidos con la “Advanced Camera for Surveys” a bordo del “Hubble Space Telescope” (ACS/HST). Las imágenes utilizadas y los datos fotométricos corresponden a los que se encuentran almacenados en la base de datos “Mikulski Archive for Space Telescopes” (MAST) <https://archive.stsci.edu/>; Dal-

canton et al. (2008). En particular, los datos corresponden al “Wide Field Channel” (WFC) de la ACS. Este posee un mosaico de dos detectores CCDs y la configuración instrumental provee una escala de 0.049 “/pixel que permite cubrir un campo aproximado de $3,3' \times 3,3'$. Las imágenes cubren parcialmente a las galaxias NGC 300 y NGC 253 y tienen las siguientes características:

- NGC 300 (un campo): Los datos corresponden al Ciclo 11 del HST (PI: Bresolin, Program: 9492) utilizando los filtros *F435W*, *F555W* y *F814W* con tiempos de exposición de 360 s.
- NGC 253 (5 campos): Los datos corresponden al Ciclo 15 del HST (PI: J. Dalcanton, Program GO-10915) utilizando los filtros *F475W*, *F606W* y *F814W* con tiempos de exposición de aproximadamente 1500 s.

3. Metodología

A partir de los datos fotométricos en tres bandas (observados o sintéticos) se siguieron los siguientes pasos:

- Selección de los datos con menor error (e_{fot} ; ver Tabla 1)

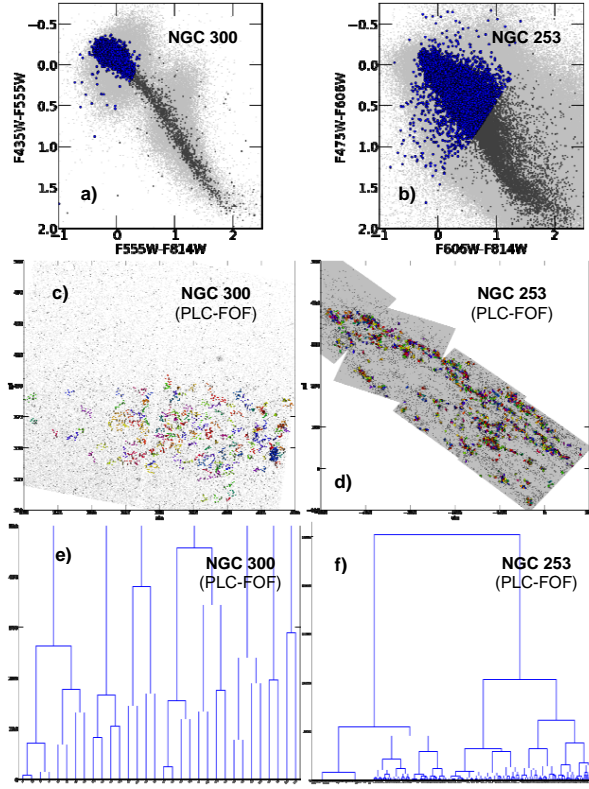


Figura 1: Diagramas de los datos estudiados de las galaxias NGC 300 (a, c, e) y NGC 253 (b, d, f). En cada galaxia se presenta: a-b El diagrama color-color, donde se destacan los objetos con menor error (gris oscuro) y los objetos jóvenes (azul); c-d Las agrupaciones obtenidas con el método “PLC-FOF”. Cada agrupación se halla indicada con un color diferente; e-f Dendrogramas obtenidos con el método “PLC-FOF”.

- Selección de los objetos azules aplicando el método “K-Means” (ver Sec. 3.1.) sobre los datos seleccionados en el paso anterior considerando sus índices de color
- Se identificaron las agrupaciones espaciales de objetos utilizando los siguientes algoritmos: “Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise” (DBSCAN), “Hierarchical DBSCAN” (HDBSCAN) y “Path Linkage Criterion”-“Friends of Friends” (PLC-FOF)
- Se construyeron los dendrogramas correspondientes al caso “PLC-FOF”, donde se esquematiza como se subdivide cada agrupación

Se ajustaron los parámetros libres de cada algoritmo de forma de conseguir la mayor cantidad de agrupaciones. Estos parámetros y los resultados obtenidos se presentan en la Tabla 1 y en la Fig. 1.

Los códigos utilizados corresponden a los paquetes en Python desarrollados por Pedregosa et al. (2011), McInnes et al. (2017) y Jones et al. (2001). Para el caso del “PLC-FOF”, se utilizó la función “tmatch1” de *STILTS* (Taylor 2013; www.star.bris.ac.uk/~mbt/stilts/) y un código propio implementado en FORTRAN.

Tabla 1: Parámetros y resultados para los diferentes algoritmos.

NGC 300 ($e_{\text{tot}} < 0.05$)				
Algoritmo	K	D_C	N_{MIN}	N_G
K-Means	3	-	-	4104
DBSCAN	55	2,6"	10	1693
HDBSCAN	54	-	10	1784
PLC-FOF	159	1,0. ^a 2,5"	10	2110
NGC 253 ($e_{\text{tot}} < 0.03$)				
Algoritmo	K	D_C	N_{MIN}	N_G
K-Means	2	-	-	22780
DBSCAN	340	2,0"	8	12814
HDBSCAN	401	-	8	13237
PLC-FOF	1266	0,3. ^a 2,0"	8	12790
Simulación numérica				
Algoritmo	K	D_C	N_{MIN}	N_G
K-Means	3	-	-	11805
DBSCAN	44	2,6"	10	11101
HDBSCAN	48	-	10	11273
PLC-FOF	44	1,0. ^a 2,5"	10	11607

K = Cantidad de agrupaciones;
 D_C = Distancia característica;
 N_{MIN} = Mínima cantidad de miembros de cada agrupación;
 N_G = Cantidad de miembros del grupo azul (“K-Means”) o cantidad total de miembros de todas las agrupaciones (otros algoritmos).

En las subsecciones siguientes se describen brevemente los métodos utilizados.

3.1. K-Means

El algoritmo divide un conjunto de N muestras (x_j ; $j = 1...N$) en K agrupaciones disjuntas (C_i ; $i = 1...K$). El algoritmo requiere el conocimiento previo de la cantidad de cúmulos a buscar. Cada agrupación posee un valor medio ($\mu_i = \text{centroide}$) de las muestras que lo componen. Este algoritmo tiende a separar los datos en grupos de varianza similar, minimizando la “inercia”, que es la suma de las distancias internas de los datos de cada grupo al centroide respectivo.

3.2. DBSCAN

Este método interpreta los grupos como regiones de alta densidad separadas entre ellas por regiones de baja densidad. Este hecho hace que los grupos puedan tener cualquier forma. El método distingue dos tipos de datos: a) los que se encuentran en las zonas de muy alta densidad (“core samples”), y b) los que rodean a los anteriores (“non-core samples”) en base a un parámetro determinado de distancia.

El método posee como parámetros la mínima cantidad de muestras que posee cada cúmulo y una distancia característica a utilizar para identificar a las muestras de la periferia de cada cúmulo. Ambos parámetros definen lo que se entiende por alta y baja densidad.

El método considera que un grupo es un conjunto de

“core samples” que pueden ser asociados por encontrarse a distancias menores que la dada como característica. Un grupo también se constituye por un conjunto de “non-core samples” en su periferia. Las muestras que no constituyen un “core sample” ni un “non-core sample” se identifican como “outliers” y no son consideradas parte de ningún grupo.

3.3. HDBSCAN

Este método es una generalización del método “DBSCAN”, pero que permite la presencia de grupos con diferentes densidades. Para esto considera una distancia característica variable y selecciona los grupos que poseen mayor estabilidad o persistencia ante dicha variabilidad. A diferencia del “DBSCAN”, en el que el dendrograma correspondiente se corta a una determinada altura (o densidad) fija, en “HDBSCAN” ese corte se produce a alturas (o densidades) diferentes, dependiendo de la persistencia de los grupos.

3.4. FOF (Huchra & Geller 1982)

Este algoritmo considera que una muestra pertenece a un dado grupo si ella se encuentra separada una distancia menor a un valor determinado ($ds = \text{“linking length”}$) de cualquier otra muestra de dicho grupo. El valor de ds establece la densidad mínima (r_{min}) de los grupos conformados. Un parámetro adicional del método es la cantidad mínima de muestras que integran un grupo dado. Este valor permite eliminar aquellos grupos espurios.

El algoritmo básico tiene la desventaja de aglomerar diferentes grupos en uno solo, además de una pobre distinción de los grupos pequeños de las fluctuaciones aleatorias.

3.5. PLC (Battinelli 1991)

Este algoritmo considera que dos muestras (s_1 y s_2) forman parte de un mismo grupo S si y solo si es posible llegar desde una muestra a la otra pasando por sucesivas muestras que distan entre sí menos que un valor determinado ($p = \text{“scale length”}$), o sea $d(s_j, s_{j+1}) < p$. Cabe notar que este algoritmo permite detectar tanto grupos compactos como filamentosos. Este algoritmo es una forma alternativa de describir el método “FOF”.

4. Simulaciones numéricas

Con el fin de medir la capacidad de detección de los distintos métodos y su eficiencia, se realizaron simulaciones numéricas de agrupaciones inmersas en campos estelares, reproduciendo los parámetros reales observados.

Se generaron 48 agrupaciones con una cantidad aleatoria de estrellas que cumplen con la ley de distribución de masas de Salpeter (1955) y que tienen colores correspondientes a estrellas reales ($t = 10^7$ años). Las agrupaciones se distribuyeron espacialmente al azar en forma uniforme. Cada una de ellas posee una distribución espacial Gaussiana de sus miembros con un tamaño

que en promedio representa los tamaños reales de los cúmulos abiertos conocidos. Se adoptaron los parámetros de distancia y enrojecimiento promedio de la galaxia NGC 300. Las estrellas de campo se tomaron a partir de una muestra del campo de esta galaxia, siendo básicamente reales, pero se distribuyeron espacialmente uniformemente al azar en cada simulación. En el proceso se conservó la relación de densidades entre las estrellas en las agrupaciones y las estrellas de campo de la galaxia real.

En las simulaciones también se encuentran fluctuaciones estocásticas de la densidad estelar que pueden formar estructuras que confunden a algunos algoritmos. Por lo tanto estas son clasificadas como posibles agrupaciones aún cuando no tienen ni la forma, ni el aspecto de una agrupación real. Por ejemplo, estructuras muy alargadas (tipo gusano) con distribución espacial de las estrellas que satisfacen los criterios de los algoritmos “FOF” y que no serían seleccionadas con criterios que identifiquen estructuras con simetría radial o una concentración central.

5. Resultados preliminares

Como resultados preliminares del presente estudio se pueden indicar los siguientes:

- Los diferentes métodos aplicados han permitido discernir los miembros de cada población estelar entre sí, y para identificar las agrupaciones estelares azules asociadas a poblaciones jóvenes.
- NGC 300 no posee un enrojecimiento diferencial importante mientras que en NGC 253 este es significativo. A pesar de esta distinción, el método “K-Means” permitió la identificación de una cantidad relevante de agrupaciones azules comparada con la de otros trabajos (p.ej. Rodríguez et. al 2018; en preparación).
- El algoritmo “HDBSCAN” permite detectar agrupaciones de densidad variable. El algoritmo “PLC-FOF”, aplicado con sucesivos valores diferentes de “linking length” permite fraccionar las agrupaciones mayores.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el PIP 112-201101-00301 de CONICET y el Programa 11/G130 de la UNLP. Los autores agradecen los comentarios del árbitro que mejoraron la calidad del trabajo.

Referencias

- Battinelli P., 1991, A&A, 244, 69
 Dalcanton J., Williams B., ANGST Collaboration 2008, Astrophysics and Space Science Proceedings, 5, 115
 Huchra J. P., Geller M. J., 1982, ApJ, 257, 423
 Jones E., et al., 2001, SciPy: Open source scientific tools for Python
 McInnes L., Healy J., Astels S., 2017, The Journal of Open Source Software, 2
 Pedregosa F., et al., 2011, Journal of Machine Learning Research, 12, 2825
 Salpeter E. E., 1955, ApJ, 121, 161
 Taylor M., 2013, Starlink User Note, 256



Estudio multibanda en el complejo RCW95

M.A. Corti^{1,2}, G.L. Baume^{1,3}, L.A. Suad², J. Borissova⁴

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina

³ Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

⁴ Instituto de Física y Astronomía, Universidad de Valparaíso, Chile

Contacto / mariela@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se realizó un estudio multibanda en la dirección del complejo RCW 95, $(l, b) = (326^\circ.7, 0^\circ.6)$. Allí se investigó la región de formación estelar identificada con la fuente IRAS 15411-5352 y el cúmulo inmerso DBS 95-96. Para ello se utilizaron imágenes provenientes de relevamientos en el infrarrojo (*JHK*: 2MASS+VVV) y en radio (*HI*: SGPS y PMN). Las mismas fueron complementadas con información obtenida de otros trabajos efectuados en la zona. El análisis global de los datos permitió identificar la población estelar del cúmulo IR obteniendo valores preliminares de tipos espectrales, distancia y enrojecimiento. Se pudieron conocer también características como parámetro de excitación, masa, densidad de flujo y distancia de la Región HII (RHII). Se evaluó también la vinculación existente entre las estrellas de tipo espectral más temprano y esta RHII a través de los parámetros de ionización (estrellas) y de excitación (RHII).

Abstract / A multi-band study was performed in the direction of the RCW 95 complex $(l, b) = (326^\circ.7, 0^\circ.6)$. The stellar formation region identified with the IRAS 15411-5352 source and the embedded cluster DBS 95-96, was investigated. Infrared and radio surveys (*JHK*: 2MASS + VVV) and (*HI*: SGPS and PMN), respectively, were used for this purpose. They were complemented with information obtained from other investigations carried out in the region. The global analysis of the data allowed us to identify the stellar population of the IR cluster. Preliminary values of spectral types, distance and redness were obtained. It was possible to know the excitation parameter, mass, flux density and distance of the HII Region (RHII). The link between the earlier spectral type stars and the RHII was also evaluated through the ionization (stars) and excitation (RHII) parameters.

Keywords / galaxies: star clusters: individual (DBS 95-96) — ISM: H II regions — ISM: dust, extinction

1. Introducción

Se investigó la región de formación estelar identificada con la fuente IRAS 15411-5352 (Bronfman et al., 1996) ubicada en el sector este de la región HII RCW95 (Fig. 1) y el cúmulo inmerso DBS 95-96 (Dutra et al., 2003) contenido en ella. Estas estructuras se localizan en el cuarto cuadrante de la Vía Láctea. Dicha zona fue investigada por Bik et al. (2005, 2006) con técnicas infrarrojas (IR), Caswell & Haynes (1987) y Bronfman et al. (1996) con ondas de 6 cm y milimétricas, respectivamente. El resultado de estos trabajos vincula la población estelar de DBS 95-96 con una nube molecular ubicando a ambas a la misma distancia al Sol de aproximadamente 3.1 kpc. Esta distancia es coincidente con la derivada por Caswell & Haynes (1987) de los -44 km s⁻¹ que miden con Líneas de Recombinación en Radio (LRR) (H109 α y H110 α) en RCW95. Actualmente, en esta zona existen relevamientos modernos en el IR e hidrógeno neutro (HI). Nuestro objetivo fue analizar los datos IR para con ellos identificar la población estelar del cúmulo inmerso, obteniendo valores preliminares de tipos espectrales y enrojecimiento y los datos en radio para conocer características de la RHII como parámetro de excitación, densidad electrónica, masa y densidad de flujo no publicados hasta el momento.

2. Datos

Los datos empleados en esta investigación fueron:

- En IR: VISTA Science Archive (VSA, Saito et al., 2012) + *Two Micron All-Sky Survey* (2MASS) (Skrutskie et al., 2006), bandas JHK.
- En radio: *Southern Galactic Plane Survey* (SGPS) (McClure-Griffiths et al., 2005), línea 21 cm; Parkes-Mit-NRAO (PMN) (Bock et al., 1999) continuo en 843 MHz.

La zona que se estudió posee en general un alto nivel de concentración estelar y/o un fondo altamente variable en el IR (Fig. 1 c). Debido a ello, debió realizarse fotometría *Point Spread Function* (PSF) (Stetson, 1987) sobre las imágenes del VSA para obtener resultados más confiables. Luego se efectuó la calibración fotométrica y astrométrica en el IR utilizando el catálogo 2MASS. Este último se empleó además para complementar las magnitudes de las estrellas brillantes que aparecían saturadas en las imágenes del VSA.

Los relevamientos SGPS I y PMN proveen datos de la zona de la galaxia en estudio. En el primero, los datos tienen una resolución en velocidad de $\Delta V = 0.82 \text{ km s}^{-1}$, un ruido (rms) de $\sim 1 \text{ K}$ en la temperatura de brillo (T_b) y una resolución *Full Width at Half Maximum* (FWHM) de $\sim 2'$. En el segundo la resolución FWHM es de $45'' \times 45'' \text{ csc } |\delta|$ y el ruido (rms) de 1 mJy beam^{-1} .

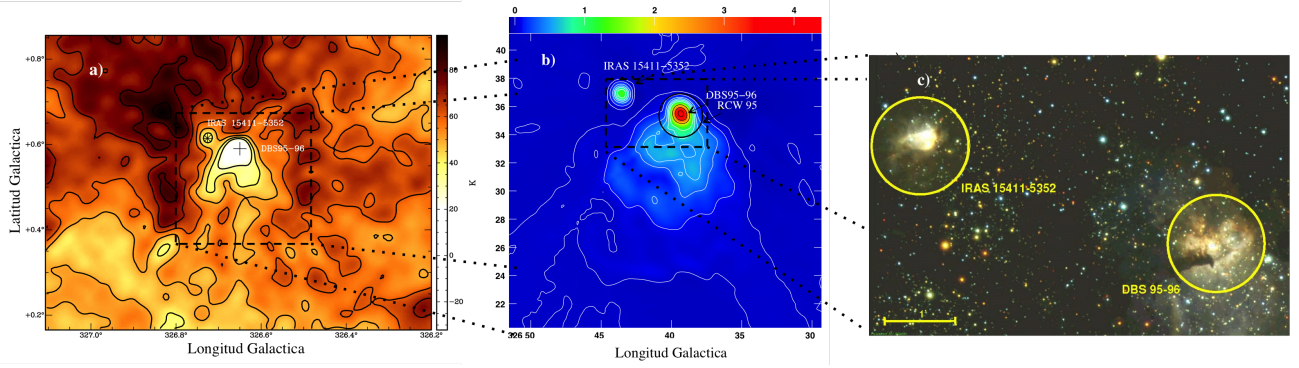


Figura 1: a) Imagen promedio de la emisión de HI en 21 cm obtenida con los mapas de V_r en el rango -55 a 0 km s^{-1} (ver texto). Los contornos varían de 10 a 90 K con un paso de 10 K. El asterisco indica la posición de la fuente IRAS 15411-5352 y la cruz la posición del cúmulo DBS 95-96. b) Mapa en 843 MHz mostrando la zona del recuadro indicado en la Fig. a) Se indica la posición de la fuente IRAS 15411-5352, la RHII RCW 95 y el cúmulo DBS 95-96. Los contornos varían de 0 a 1 Jy beam^{-1} con un paso de 0.2 Jy beam^{-1} y de 1 a 4 Jy beam^{-1} con paso de 1 Jy beam^{-1} c) Imagen JHK (relevamiento *Vista Variable in the Vía Láctea (VVV)*) de la región de $6' \times 4'$ centrada en $(l,b) = (326^\circ.68, +0^\circ.6)$. Los círculos amarillos tienen $0.7'$ de radio y se centran en la fuente IRAS 15411-5352 $((\alpha, \delta) = (15:45:00.15, -54:02:15))$ y en el cúmulo DBS 95-96 $((\alpha, \delta) = (15:44:43, -54:05:54))$.

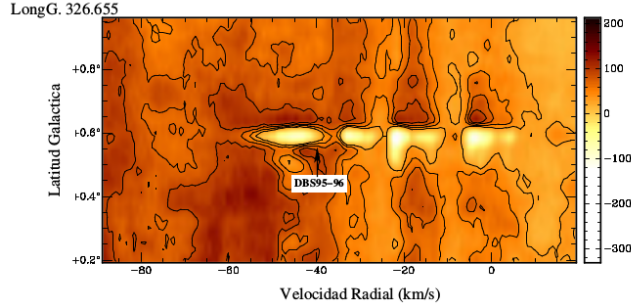


Figura 2: Imagen posición - velocidad de la distribución del HI para longitud galáctica $= 326.655^\circ$. El cúmulo inmerso DBS 95-96 se ubicaría a una $V_r \simeq -41 \text{ km s}^{-1}$ donde la absorción de HI coincide con la emisión de CS(2-1) medida por Bronfman et al. (1996). Los contornos de T_b van de 30 a 90 K con un paso de 20 K.

Se trabajó con los mapas de la emisión de HI a 21 cm de una zona con $\Delta l = 4^\circ$ y $\Delta b = 2^\circ$ centrados en las coordenadas $(l,b) = (326^\circ.0, 0^\circ.0)$ próximas a la región HII RCW 95. Se seleccionaron 67 mapas en velocidad radial (V_r) relativa al Sistema Local de Referencia (LSR) comprendidos en el rango $-55 \text{ km s}^{-1} \leq V_r \leq 0 \text{ km s}^{-1}$, ya que Caswell & Haynes (1987) empleando las LRR ubicaron a la RHII con V_r (LSR) $= -44 \text{ km s}^{-1}$.

3. Análisis

3.1. Estudio de los datos en radio

En la Fig. 1 a) se presenta una imagen promedio de la emisión de HI a 21 cm en el rango de velocidad de $-55 < V_r < 0 \text{ km s}^{-1}$. En ella se observa un mínimo en la emisión de HI coincidente con la ubicación de RCW 95 y en el sector NE de la misma, se distingue un mínimo vinculado a la fuente IRAS 15411-5352. La Fig. 1 b) muestra una imagen ampliada de la emisión en 843 MHz de la

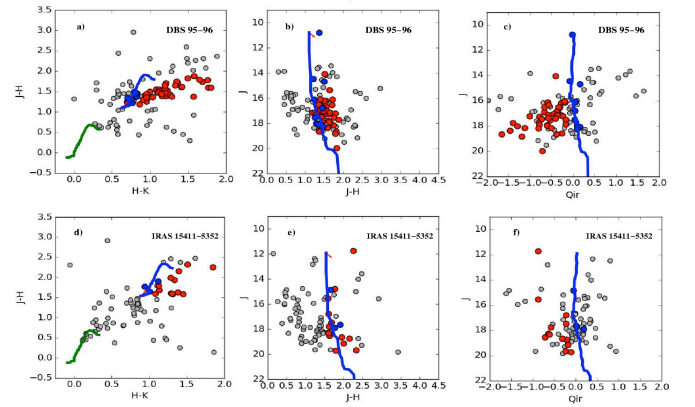


Figura 3: Diagramas fotométricos de la región del complejo RCW 95. Las curvas indican la MS en su posición normal (verde) y desplazada una distancia 3.1 kpc y un $E(B-V) = 3.7$ (azul). Los símbolos azules y los rojos indican las estrellas identificadas como probables miembros (ver Sec. 3.2.), los símbolos grises indican a las estrellas de la población de campo.

zona indicada en el recuadro (Fig. 1 a). En ella se observa un máximo del flujo en la posición (l,b) dentro de la RHII RCW 95 vinculada con el cúmulo IR DBS 95-96. Un flujo de menor intensidad llega de la región galáctica en la cual Bronfman et al. (1996) han medido la emisión de CS(2-1) de la fuente IRAS 15411-5352, para la cual encuentran una $V_r = -41.2 \text{ km s}^{-1}$.

En la Fig. 2 se muestra un mapa de la emisión de HI a 21 cm de latitud galáctica vs velocidad para longitud galáctica $= 326^\circ.655$. En el mismo se observan sucesivos mínimos de T_b los cuales podrían ser producto de absorciones ocurridas a lo largo de la visual a medida que la radiación generada en RCW 95 atraviesa distintas estructuras galácticas. Estos mínimos se presentan en el rango de $-55 < V_r < 0 \text{ km s}^{-1}$. Para la V_r (LSR)

= - 44 km s⁻¹ de las LRR (Caswell & Haynes, 1987) en esta zona de la galaxia hay ambigüedad de distancia. Un método para resolver esta ambigüedad es comparar la velocidad de absorción de HI con la velocidad de las LRR (Kuchar & Bania, 1994). En la Fig 2 la absorción de HI comienza a verse en un valor de velocidad radial muy similar al medido con el estudio de las LRR, lo cual permite concluir que la RHII se ubicaría a la distancia más cercana de 3.1 kpc dada por Caswell & Haynes (1987).

En la investigación que aquí se presenta se ha estudiado también el parámetro de excitación $\mu = R_S Ne^{2/3}$, donde R_S es el radio lineal de Strömgren y Ne la densidad electrónica. El parámetro μ se obtiene con el objetivo de conocer la cantidad de fotones Lyman que debió ser absorbida por el HI para originarse la RHII. Para ello el R_S se calcula como la media geométrica del tamaño angular de la fuente deconvolucionada ($\theta_G \sim 160''$) y la distancia de la RHII ($d = 3.1$ kpc). La Ne se calculó con un modelo geométrico esférico y la expresión dada por Mezger & Henderson (1967). Para ello se consideró la $T_e = 6700$ K obtenida del continuo de radio en $\nu = 5$ GHz (Caswell & Haynes, 1987) y la densidad de flujo, $S_\nu = 38$ Jy medida a la frecuencia $\nu = 843$ MHz en la RHII. Obteniendo de este modo un valor de $R_S = 1.2$ pc, $Ne = 643$ cm⁻³ y $\mu = 91$ pc cm⁻². También se calculó la masa de la RHII (MHII), según la expresión de Mezger & Henderson (1967), obteniendo una MHII = 120 M_⊙.

Se calculó también el parámetro de ionización (U) generado por los fotones de ionización de Lyman provistos por las estrellas más tempranas que B2 (Smith et al., 2002), entre los posibles miembros de DBS 95-96 (ver Sec. 3.2.). El valor obtenido fue $U = 401$ pc cm⁻².

Comparando luego el valor de μ con el de U , considerando que el polvo puede absorber más del 40 % de los fotones UV emitidos por las estrellas (Kurtz et al., 1994) resulta posible concluir que el cúmulo inmerso DBS 95-96 podría ser el generador de la RHII RCW 95.

3.2. Estudio de los datos fotométricos

La fotometría PSF realizada cubrió la región indicada en la Fig. 1c. Se estudiaron entonces, en forma más detallada, las zonas de la fuente IRAS 15411-5352 y del cúmulo DBS 95-96 (círculos amarillos de la Fig. 1c). Los diagramas fotométricos de estas zonas se presentan en la Fig. 3.

Luego, se determinó el parámetro libre de enrojecimiento, $Q_{ir} = (J-H) - 1.7 (H-K)$ (Chené et al., 2012) de todos los objetos puntuales hallados. Finalmente, se ajustó la secuencia principal (MS, por sus siglas en inglés) (Koornneef, 1983; Sung et al., 2013) para lo cual se adoptó una distancia de 3.1 kpc y considerando una ley normal de enrojecimiento ($R_v = A_v/E(B-V) = 3.1$) se obtuvo un exceso de color $E(B-V) = 3.7$.

En la zona de DBS 95-96, se estimaron los tipos espectrales de las estrellas más brillantes ($J < 21$), desenrojeciendo para ello sus posiciones del diagrama J vs J-H. De este modo, se identificaron cuatro estrellas tempranas con TE OB. Las estrellas que se localizarían en la MS (símbolos azules) se distinguieron de las que pre-

sentarían exceso infrarrojo, candidatas a objetos preselección (símbolos rojos), en base a sus excesos de color, su apartamiento de la MS y al valor del parámetro Q_{ir} . Este análisis se realizó tanto en la zona de cada objeto como del campo correspondiente.

Evidentemente, en la zona de DBS 95-96 existe una clara sobredensidad de objetos respecto a su respectivo campo de comparación. En el caso de la fuente IRAS 15411-5352 sólo aparece como relevante la estrella más brillante de la región, TE = O8V, identificada como 15411 n° 1955 por Bik et al. (2006).

A futuro, se propone mejorar el resultado de los parámetros físicos del cúmulo embebido y del MIE. Para ello, se ha solicitado un turno en el telescopio GEMINI con el empleo del instrumento GMOS-S. El objetivo será realizar observaciones fotométricas profundas en el rango visible para analizar el enrojecimiento que presente la población de estrellas calientes en secuencia principal como también las estructuras de las RHII galácticas.

Agradecimientos: Este trabajo ha sido parcialmente financiado por el PIP 112-201101-00301 de CONICET y 11/G144 de la UNLP. Los autores han utilizado la base de datos SIMBAD y herramientas de ALADIN (CDS) y Karma (Kvis).

Referencias

- Bik A., et al., 2005, A&A, 440, 121
- Bik A., Kaper L., Waters L. B. F. M., 2006, A&A, 455, 561
- Bock D. C.-J., Large M. I., Sadler E. M., 1999, AJ, 117, 1578
- Bronfman L., Nyman L.-A., May J., 1996, A&AS, 115, 81
- Caswell J. L., Haynes R. F., 1987, A&A, 171, 261
- Chené A.-N., et al., 2012, A&A, 545, A54
- Dutra C. M., et al., 2003, A&A, 400, 533
- Koornneef J., 1983, A&A, 128, 84
- Kuchar T. A., Bania T. M., 1994, ApJ, 436, 117
- Kurtz S., Churchwell E., Wood D. O. S., 1994, ApJS, 91, 659
- McClure-Griffiths N. M., et al., 2005, ApJS, 158, 178
- Mezger P. G., Henderson A. P., 1967, ApJ, 147, 471
- Saito R. K., et al., 2012, A&A, 537, A107
- Skrutskie M. F., et al., 2006, AJ, 131, 1163
- Smith L. J., Norris R. P. F., Crowther P. A., 2002, MNRAS, 337, 1309
- Stetson P. B., 1987, PASP, 99, 191
- Sung H., et al., 2013, Journal of Korean Astronomical Society, 46, 103

Fotometría de Washington de seis cúmulos abiertos ubicados a bajas latitudes galácticas

M.C. Parisi^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, T. Palma^{1,2}, A.V. Ahumada^{1,2}, C.G. Oviedo³

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Facultad de Matemática, Astronomía y Física, UNC, Argentina

Contacto / celeste@oac.unc.edu.ar

Resumen / Como parte de un programa sistemático de observaciones fotométricas en el sistema de Washington, presentamos resultados preliminares para seis cúmulos abiertos poco estudiados ubicados a bajas latitudes galácticas. Cuatro de ellos (ESO 313-SC03, Ruprecht 87, ESO 129-SC32 y Ruprecht 144) no registran estudios previos en el rango óptico. Las observaciones fueron realizadas con el telescopio de 0.9 m del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (Chile). Nuestros resultados sugieren que Ruprecht 87 no es probablemente un sistema físico. Los excesos de color $E(B-V)$, distancias heliocéntricas y edades resultantes varían entre 0.10 y 1.30 magnitudes, 1.0 y 5.0 kpc y 30 y 400 millones de años, respectivamente. Si bien nuestros resultados muestran en general un acuerdo razonable con estudios previos en el infrarrojo cercano, en algunos casos encontramos diferencias significativas en uno o más parámetros astrofísicos.

Abstract / As part of a systematic program of photometric observations in the Washington system, we present preliminary results for six poorly studied open clusters located at low galactic latitudes. Four of them (ESO 313-SC03, Ruprecht 87, ESO 129-SC32 and Ruprecht 144) have not been previously studied in the optical range. The observations were made using the 0.9 m telescope of the Cerro Tololo Inter-American Observatory (Chile). Our results suggest that Ruprecht 87 is probably not a physical system. The resulting $E(B-V)$ values, heliocentric distances and ages vary between 0.10 and 1.30 magnitudes, 1.0 and 5.0 kpc and 30 and 400 Myr, respectively. Although our results show in general terms a fairly good agreement with previous studies in the near-infrared region, we find considerable discrepancies in some cases in one or more astrophysical parameters.

Keywords / Galaxy: open clusters and associations: individual: ESO313-SC03, BH 54, Ruprecht 87, ESO 129-SC32, BH 217, Ruprecht 144

1. Introducción

Los cúmulos abiertos (CAs) galácticos son excelentes trazadores de la formación, estructura, dinámica y evolución química del disco galáctico (e.g., Friel, 1995). Esto se debe a que sus parámetros fundamentales (enrojecimiento, distancia, edad y metalicidad) pueden determinarse en general con bastante buena precisión. En particular, los CAs proyectados hacia las regiones centrales de la Galaxia son importantes para delinear la estructura interior del disco galáctico. Este trabajo forma parte de un proyecto sistemático de observación de CAs en el sistema fotométrico de Washington que viene siendo desarrollado desde hace varios años en el Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba. El mismo apunta básicamente a determinar los parámetros fundamentales de algunos CAs no estudiados o pobremente estudiados (e.g., Marconi et al., 2014).

2. Observaciones fotométricas

Presentamos acá resultados preliminares para 6 CAs ubicados a bajas latitudes galácticas ($|b| < 5^\circ$), a saber: ESO 313-SC03, BH 54, Ruprecht 87, ESO 129-SC32, BH 217 y Ruprecht 144. En la Tabla 1 consignamos, para

Tabla 1: Coordenadas, radios angulares y tipos morfológicos de los cúmulos (o candidatos a cúmulos) estudiados.

Cúmulo	$\alpha(2000)$ (h m s)	$\delta(2000)$ (° ' ")	l °	b °	R '	Tipo
ESO 313-SC03	08 31 42	-41 47 00	260.4	-1.3	1.3	II3
BH 54	08 49 41	-44 21 12	264.5	-0.3	2.0	III1p
Ruprecht 87	10 15 30	-50 42 18	279.4	4.9	2.0	III2p
ESO 129-SC32	11 44 12	-61 05 00	294.9	0.8	2.0	II2
BH 217	17 16 20	-40 49 50	346.8	-1.5	2.5	I2m
Ruprecht 144	18 33 33	-11 25 11	20.8	-1.3	1.0	III1p

cada cúmulo, las coordenadas ecuatoriales y galácticas, juntamente con los radios angulares aparentes (R) y tipos morfológicos tomados de Archinal & Hynes (2003, AH03). Dos de los cúmulos (BH 217 y Ruprecht 144) se encuentran proyectados hacia el centro galáctico dentro de una distancia angular de 21° del mismo, en tanto que cuatro de los objetos estudiados (ESO 313-SC03, Ruprecht 87, ESO 129-SC32 y Ruprecht 144) no registran estudios fotométricos previos en el dominio óptico. Ninguno de los CAs de la presente muestra ha sido antes observado en el sistema fotométrico de Washington. Todas las imágenes fueron obtenidas con el telescopio de 0.9 m

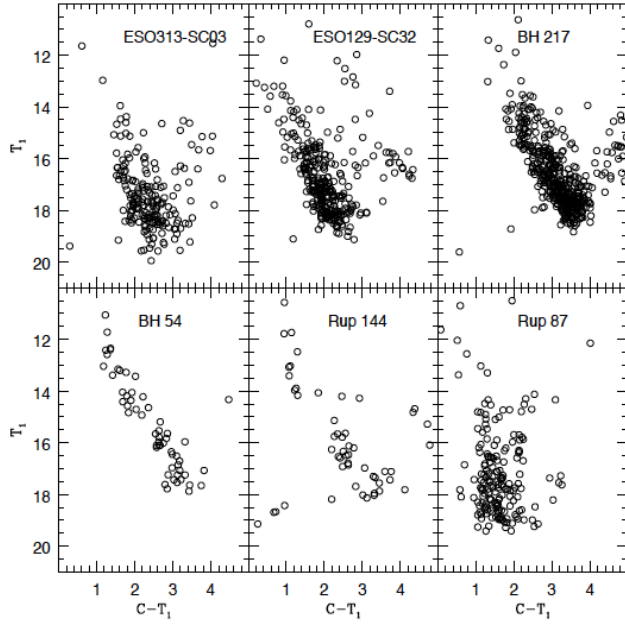


Figura 1: Diagramas $(C - T_1, T_1)$ construidos con las estrellas ubicadas dentro de los radios adoptados de los cúmulos. Nótese en casi todos los casos la importante contaminación por estrellas del campo. BH 217 y Ruprecht 144 están dentro de un ángulo sólido de 21° en dirección al centro galáctico.

del Observatorio Inter-Americano de Cerro Tololo (Chile), usando un CCD de 1024×1024 píxeles y los filtros C del sistema de Washington y R de Kron-Cousins. Este último presenta la ventaja de que posee mayor transmisión que el filtro T_1 del sistema de Washington, pudiendo además transformarse con mucha precisión las magnitudes R del sistema Kron-Cousins a magnitudes T_1 del sistema de Washington (Geisler, 1996). Detalles sobre el detector utilizado y sobre la reducción y calibración de las observaciones pueden verse en Marcioni et al. (2014).

3. Determinación de parámetros fundamentales

En base a recuentos estelares, y teniendo en cuenta los centros de los cúmulos (Tabla 1), construimos perfiles radiales de densidad estelar en la región de cada cúmulo, adoptando como radio en cada caso la distancia al centro del cúmulo donde el perfil radial intersecta la densidad del fondo estelar. Obtuvimos así los siguientes radios angulares aparentes: $2.0'$, $2.0'$, $1.7'$, $3.4'$ y $0.5'$ para ESO 313-SC03, BH 54, Ruprecht 87, BH 217 y Ruprecht 144, respectivamente. Estos valores muestran algunas diferencias con los reportados por H03 (Tabla 1). Debido a la particular distribución de las estrellas en la región de ESO 129-SC32, no resultó posible construir el perfil radial para este objeto, motivo por el cual adoptamos el radio angular estimado por AH03. Dado que la determinación de los parámetros fundamentales de los CAs requiere primero minimizar la contaminación por estrellas del campo

en los respectivos diagramas color-magnitud (CM), aplicamos en cada caso el método estadístico descrito por Piatti & Bica (2012). Para ello, seleccionamos entre 1 y 4 regiones fuera de cada cúmulo, todas de igual área que el mismo, y obtuvimos los respectivos diagramas $(C - T_1, T_1)$. Luego, efectuamos recuentos de estrellas en diferentes intervalos de magnitud (δT_1) y color ($\delta(C - T_1)$) en cada diagrama CM de cada región del campo seleccionada y restamos a continuación el número de estrellas contadas en cada intervalo de magnitud-color en el diagrama CM del campo del número de estrellas en el diagrama CM del cúmulo (dentro del radio adoptado). En la Fig. 1 mostramos los diagramas CM construidos con todas las estrellas ubicadas dentro de los radios adoptados. En la Fig. 2 presentamos los mismos diagramas CM en los cuales hemos minimizado estadísticamente la contaminación por estrellas del campo. Nótese en casi todos los casos la importante contaminación por estrellas del campo.

La imposibilidad de reconocer una posible secuencia principal en Ruprecht 87 nos induce a pensar que éste no es probablemente un sistema físico genuino. Esta conclusión, sin embargo, deberá confirmarse usando datos adicionales (movimientos propios y velocidades radiales, por ejemplo). Si bien el ancho de la secuencia principal de un cúmulo se debe en general a varios factores (binaridad, rotación, etc.), en el campo de BH 217 se aprecia una clara variación del exceso $E(C - T_1)$. El límite inferior estimado por Burki (1975) para CAs con enrojecimiento diferencial es $\Delta(B - V) = 0.11$, equivalente a $\Delta(C - T_1) = 0.22$, si adoptamos $E(C - T_1)/E(B - V) = 1.97$ (Geisler, 1996). El enrojecimiento diferencial estimado en BH 217 (~ 0.7 - 0.8 magnitudes) excede largamente el límite antes mencionado, lo que hace algo más imprecisa la determinación de sus parámetros.

Para determinar los parámetros fundamentales de los CAs observados, ajustamos visualmente en la Fig. 2 isócronas teóricas calculadas por Bressan et al. (2012) para el sistema fotométrico de Washington. Dado que no existen determinaciones previas de metalicidad para la muestra examinada, preferimos adoptar para todos los cúmulos isócronas con metalicidad solar ($Z = 0.019$, equivalente a $[Fe/H] = 0.0$). Para derivar los excesos de color $E(C - T_1)$ y los módulos verdaderos de distancia $(T_1)_o - M_{T_1}$, ajustamos primero la secuencia principal de edad cero a los diagramas CM descontaminados. Usando estos valores, determinamos luego visualmente la isócrona, o rango de isócronas, que mejor ajusta el diagrama CM descontaminado.

4. Resultados

En la Tabla 2 resumimos los resultados preliminares obtenidos y los comparamos con determinaciones previas. Como puede apreciarse, si bien en términos generales nuestros resultados muestran un acuerdo razonable con estudios anteriores basados principalmente en datos del catálogo 2MASS, en al menos dos casos

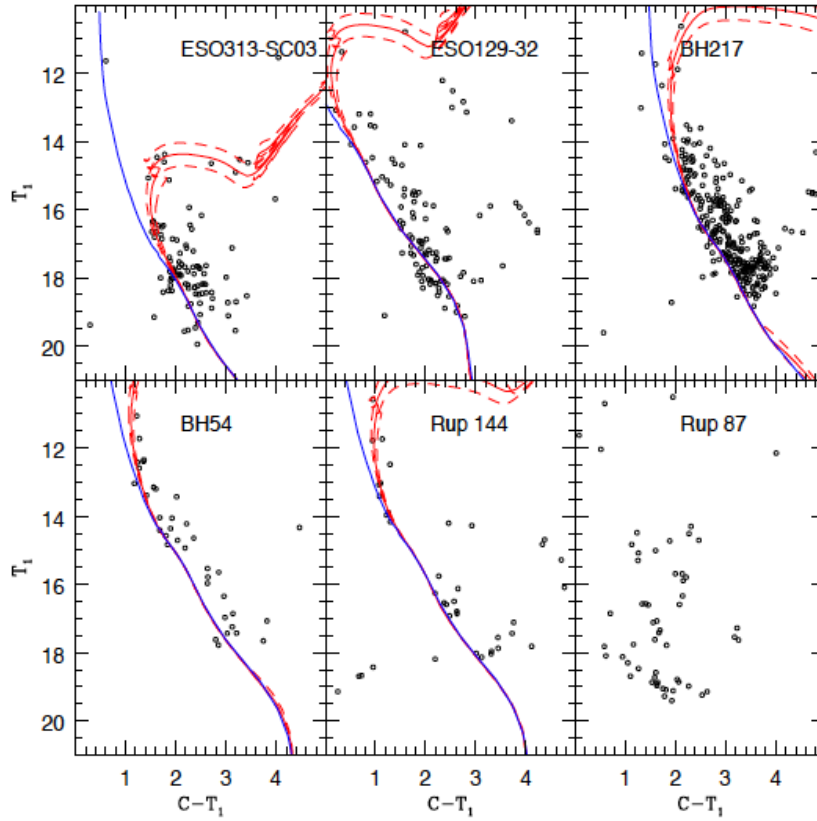


Figura 2: Diagramas $(C - T_1, T_1)$ estadísticamente descontaminados de los cúmulos estudiados. Las descontaminaciones se realizaron dentro los radios angulares aparentes estimados. Se indican en líneas rojas (llenas y a trazos) los mejores ajustes e isócronas asociadas. La línea azul es la secuencia principal de edad cero. La distribución de estrellas en el diagrama CM de Ruprecht 87 sugiere que éste no es un sistema físico genuino, motivo por el cual no se efectuó ajuste de isócronas para este objeto.

Tabla 2: Parámetros determinados y comparación con trabajos previos. No se incluye Ruprecht 87.

Cúmulo	$E(B - V)$ (mag)	Distancia (kpc)	Edad ($\times 10^6$ años)	Ref.
ESO 313-SC03	0.80 ± 0.10	5.01 ± 0.70	398^{+103}_{-82}	(1)
	1.08	9.27	398	(2)
	0.19	3.71	2800	(3)
BH 54	0.75 ± 0.10	1.00 ± 0.14	32^{+31}_{-16}	(1)
	0.73	1.24	32	(2)
	0.60	1.10	7	(3)
	0.75	1.30	60	(4)
ESO 129-SC32	0.10 ± 0.02	2.00 ± 0.15	398^{+103}_{-82}	(1)
	0.42	1.56	398	(2)
BH 217	1.30 ± 0.38	2.1 ± 0.9	40^{+10}_{-8}	(1)
	1.30	1.72	50	(2)
	1.15	1.69	45	(3)
	0.80	-	35	(5)
	1.00	1.68	56	(6)
	0.80	1.21	35	(7)
Ruprecht 144	0.70 ± 0.10	1.51 ± 0.10	126^{+32}_{-26}	(1)
	0.67	1.65	624	(2)
	0.32	-	130	(5)

Referencias: (1) Este estudio; (2) Kharchenko et al. (2013); (3) Bukowiecki et al. (2011); (4) Piatti et al. (2010); (5) Ahumada et al. (2000); (6) Monteiro et al. (2017); (7) McSwain & Gies (2005).

(ESO 313-SC03 y ESO 123-SC32) se advierten diferencias significativas en uno o más de los parámetros determinados usando fotometría de Washington. Probablemente,

la principal razón para estas discrepancias se deba a los distintos límites en magnitud alcanzables en T_1 y en las magnitudes J , H y K_s del 2MASS, respectivamente, y por ende a las distintas isócronas ajustadas. Además, los errores fotométricos en el catálogo 2MASS alcanzan típicamente 0.10 magnitudes para $J \leq 16.2$ y $H \leq 15.0$ (Soares & Bica, 2002), mientras que son menores que 0.05 magnitudes para $T_1 \leq 19.0$ (Marcionni et al., 2014).

Agradecimientos: J.J. Clariá, T. Palma y A.V. Ahumada agradecen la amable atención recibida durante la comisión de observación en el Observatorio de Cerro Tololo. Este trabajo ha sido parcialmente financiado por CONICET, FONCYT y SECYT (Universidad Nacional de Córdoba).

Referencias

- Ahumada A. V., et al., 2000, *A&AS*, 141, 79
 Archinal B. A., Hynes S. J., 2003, *Star Clusters*
 Bressan A., et al., 2012, *MNRAS*, 427, 127
 Bukowiecki L., et al., 2011, *AcA*, 61, 231
 Burki G., 1975, *A&A*, 43, 37
 Friel E. D., 1995, *ARA&A*, 33, 381
 Geisler D., 1996, *AJ*, 111, 480
 Kharchenko N. V., et al., 2013, *A&A*, 558, A53
 Marcionni N., et al., 2014, *New A.*, 33, 14
 McSwain M. V., Gies D. R., 2005, *ApJS*, 161, 118
 Monteiro H., et al., 2017, *New A.*, 51, 15
 Piatti A. E., Bica E., 2012, *MNRAS*, 425, 3085
 Piatti A. E., Clariá J. J., Ahumada A. V., 2010, *MNRAS*, 408, 1147
 Soares J. B., Bica E., 2002, *A&A*, 388, 172



Metallicidades y velocidades radiales precisas de cúmulos globulares pertenecientes al bulbo de la Vía Láctea

M.C. Parisi^{1,2}, D. Geisler³, R. Cohen⁴, F. Mauro⁵, S. Villanova³, I. Savianne⁶

¹ *Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina*

² *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

³ *Universidad de Concepción, Chile*

⁴ *Space Telescope Science Institute, USA*

⁵ *Universidad de Antofagasta, Chile*

⁶ *European Southern Observatory, Chile*

Contacto / celeste@oac.unc.edu.ar

Resumen / Presentamos resultados preliminares del análisis de las velocidades radiales y metalicidades de estrellas gigantes rojas del cúmulo globular NGC 6642, perteneciente al bulbo de la Vía Láctea. Los mencionados parámetros han sido determinados a partir de espectros en la región del Triplete del Ca II, obtenidos con el instrumento FORS2 del Very Large Telescope (Chile). Encontramos que las estrellas con alta probabilidad de ser miembros del cúmulo, de acuerdo a sus velocidades radiales, pertenecerían a dos grupos de estrellas con una diferencia de 0.38 en la $[Fe/H]$ media. De verificarse tal diferencia, este constituiría un resultado de gran relevancia tanto en lo que se refiere a la formación y evolución de estos sistemas estelares, como a la formación del bulbo de nuestra Galaxia.

Abstract / We present preliminary results of the analysis of the radial velocities and metallicities of red giant stars of the globular cluster NGC 6642, belonging to the Milky Way bulge. The mentioned parameters have been determined from spectra in the Ca II Triplet region, obtained with the instrument FORS2 on the Very Large Telescope (Chile). We found that stars with high probability of being members of the cluster, according to their radial velocities, belong to two groups of stars with a difference of 0.38 dex in their mean $[Fe/H]$. If this difference were verified, this would be a result of great relevance both in terms of the formation and evolution of these star systems, and the formation of the bulge of our Galaxy.

Keywords / Galaxy: abundances — Galaxy: bulge — Galaxy: globular clusters: general

1. Introducción

Se reconoce desde hace mucho tiempo que nuestra Galaxia contiene al menos dos poblaciones de cúmulos globulares: una asociada con el halo y otra con el disco/bulbo de la Vía Láctea (CGB) (Zinn, 1985; Minniti, 1995). Ambas poblaciones trazan fuertemente las propiedades químicas y dinámicas de las respectivas componentes galácticas de las que forman parte. Pero, mientras que los cúmulos globulares del halo se han estudiado en gran detalle, los CGB han sido relativamente dejados de lado, principalmente debido al alto enrojecimiento interestelar. El relevamiento Vista Variables in the Vía Láctea (VVV, Minniti et al. 2010) ha constituido un importante avance para el estudio infrarrojo del sistema de CGB de la Galaxia. Sin embargo, hay dos parámetros fundamentales de estos objetos que el VVV no puede aportar con la precisión requerida: sus velocidades radiales (VR) y metalicidades. La manera más eficiente de derivar estos importantes parámetros es mediante la observación espectroscópica en el infrarrojo cercano del Triplete del Ca II (TC - 8500 Å). En este trabajo presentamos el procedimiento que estamos llevando a cabo para determinar los mencionados parámetros en una muestra de CGB estudiados con la técnica del TC. Nuestros resul-

tados permitirán, no solo contribuir al entendimiento de la distribución de metalicidades y VRs del sistema de CGB, sino también aportarán información sobre posibles objetos interesantes para la búsqueda, mediante espectroscopía de alta dispersión, de poblaciones múltiples en CGB. Presentamos aquí los resultados preliminares correspondientes a uno de los objetos estudiados, NGC 6642. Este cúmulo no presenta determinaciones espectroscópicas previas de la metalicidad.

2. Observaciones y reducción de datos

Utilizando el instrumento FORS2 del Very Large Telescope obtuvimos espectros en el infrarrojo cercano de estrellas gigantes rojas pertenecientes a 15 CGB. Los espectros tienen una dispersión de 0.85 Å/píxel y cubren un rango espectral de ~ 1600 Å en la región de las líneas del TC ($\lambda 8498$, $\lambda 8542$, $\lambda 8662$ Å). Las observaciones se realizaron bajo los programas 089.D-0392 y 091.D-0389. Los cúmulos fueron centrados en el CCD principal mientras que el CCD secundario fue utilizado para la observación de estrellas de los campos estelares circundantes a los cúmulos. Para la corrección por bias, flat y distorsiones se utilizó la *pipeline* provista por la ESO (versión 3.9.5) la cual realiza, además, la

correspondiente calibración en longitud de onda y la extracción de los espectros en 2 dimensiones. Espectros de diferentes exposiciones fueron combinados mediante la tarea SCOMBINE de IRAF mientras que la tarea CONTINUUM fue utilizada para realizar la normalización al continuo de los espectros combinados.

3. Medición de velocidades radiales y anchos equivalentes

Las VRs fueron medidas realizando correlaciones cruzadas (tarea FXCOR de IRAF) entre los espectros observados y el espectro sintético de una estrella gigante tipo K (Vásquez et al. 2015, en adelante V15). Las VRs así determinadas permitieron, mediante la tarea DOPCOR de IRAF, corregir los espectros por efecto doppler. Los anchos equivalentes de las líneas del TC fueron medidos siguiendo el método descrito en V15. El mismo consiste en ajustar la suma de una función gaussiana y una función lorentziana a cada línea del TC. Tanto para el continuo como para las líneas, adoptamos las bandas definidas por V15.

4. Cálculo de metalicidades y selección de miembros

Para la determinación de la metalicidad de las estrellas gigantes rojas observadas seguimos el procedimiento descrito en detalle en V15, el cual deriva el valor de la $[\text{Fe}/\text{H}]$ a partir de la suma de los anchos equivalentes (ΣAE) de las dos líneas del TC más intensas, y usando la diferencia $[K_S - K_S(RH)]$ entre las magnitudes K_S de las estrellas observadas y la Rama Horizontal (o *red clump*), para remover cualquier dependencia de ΣAE con la distancia y/o el enrojecimiento del cúmulo (Vásquez et al., 2015). La Figura 1 muestra el comportamiento lineal de la ΣAE en función de $[K_S - K_S(RH)]$, para las estrellas observadas en NGC 6642, en el CCD principal. La distinción de las estrellas pertenecientes al cúmulo de aquellas pertenecientes a su campo estelar circundante, se llevó a cabo mediante los criterios utilizados por nuestro grupo en trabajos previos (ver por ejemplo, Parisi et al. 2009, 2015). Las Figuras 2 y 3 muestran, para NGC 6642, la variación de la VR y la metalicidad de las estrellas observadas en el CCD principal en función de la distancia al centro del cúmulo. En ambas figuras, la línea de trazos vertical muestra el radio adoptado para este cúmulo mientras que las líneas horizontales en la Figura 2 representan los cortes en VR. Estos cortes se determinan teniendo en cuenta los errores en el cálculo de las VRs y la dispersión típica de VR dentro de un cúmulo. De acuerdo a este procedimiento, se descartan las estrellas con distancias al centro del cúmulo mayores al radio adoptado (símbolos azules) y las estrellas con VRs discrepantes, es decir fuera de los límites establecidos por los cortes adoptados en VR (símbolos celestes).

5. Análisis y conclusiones

Lo primero que llama la atención en las figuras presentadas, es el hecho de que las estrellas potencialmente pertenecientes a NGC 6642, de acuerdo a sus VRs, se dividen en dos grupos bien diferenciados en metalicidad (símbolos rojos y verdes). Las metalicidades medias resultaron -1.01 ± 0.04 y -1.39 ± 0.03 para el grupo marcado con rojo y verde, respectivamente. Se espera que las estrellas pertenecientes a cada grupo posean valores de $[\text{Fe}/\text{H}]$ dentro de un rango de ± 0.20 , respecto del valor medio (Parisi et al., 2015). La estrella identificada con un cuadrado rosa posee un valor de la metalicidad (~ -0.70) que difiere en más de 0.20 respecto de la metalicidad media de los grupos rojo y verde. Por lo tanto, dicha estrella ha sido descartada. Es interesante notar en la Figura 1, que ambos grupos siguen claras e independientes líneas de iso-abundancia en los planos $\Sigma\text{AE} - [K_S - K_S(RH)]$. Por otra parte sus VRs y metalicidades poseen valores claramente diferentes a los que presentan las estrellas del campo observadas en ambos CCDs, las cuales han sido graficadas en la Figura 4 con cuadrados y triángulos de acuerdo a si han sido observadas en el CCD principal o en el secundario, respectivamente. Las VRs medidas sugieren que tanto las estrellas rojas como verdes pertenecen al mismo cúmulo, sin embargo presentan una diferencia de 0.38 en la $[\text{Fe}/\text{H}]$. Si bien existen unos pocos CGs que muestran una dispersión real de metalicidad, todos ellos son muchos más masivos que NGC 6642, por lo tanto no debería esperarse una dispersión intrínseca importante en $[\text{Fe}/\text{H}]$ en este cúmulo (Carretta et al., 2009). Dispersiones significativas en la $[\text{Fe}/\text{H}]$ han sido encontradas en ω Centauri (Milone et al., 2017) y Terzan 5 (Ferraro et al., 2009), objetos antes pensados como cúmulos globulares masivos. Sin embargo, en la actualidad, se reconoce a esos objetos como remanentes de los bloques constitutivos primordiales que se habrían fusionado para formar el halo y el bulbo de la Galaxia. El paso que sigue en nuestra investigación es re determinar, mediante otros métodos y calibraciones, la metalicidad de las estrellas aquí presentadas, de manera de verificar la diferencia en la $[\text{Fe}/\text{H}]$ encontrada. De verificarse tal diferencia estaremos en presencia de un resultado de gran relevancia.

Agradecimientos: El presente estudio está basado en observaciones realizadas en el European Southern Observatory (Chile), bajo los programas 089.D-0392 y 091.D-0389. MCP agradece el soporte de las instituciones Argentinas CONICET, ANPCyT y SECYT (Universidad Nacional de Córdoba).

Referencias

- Carretta E., et al., 2009, A&A, 508, 695
- Ferraro F. R., et al., 2009, Nature, 462, 483
- Milone A. P., et al., 2017, MNRAS, 469, 800
- Minniti D., 1995, AJ, 109, 1663
- Parisi M. C., et al., 2009, AJ, 138, 517
- Parisi M. C., et al., 2015, AJ, 149, 154
- Vásquez S., et al., 2015, A&A, 580, A121
- Zinn R., 1985, ApJ, 293, 424

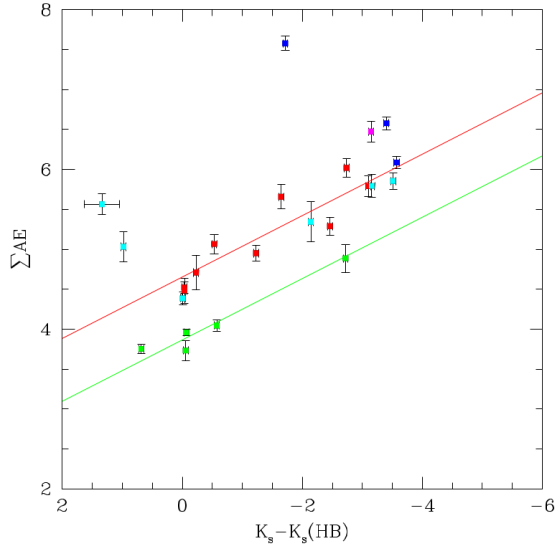


Figura 1: Suma de los anchos equivalentes (ΣAE) de las dos líneas del TC más intensas en función de la diferencia entre la magnitud K_S de las estrellas observadas en el CCD principal y la magnitud $K_S(HB)$ de la Rama Horizontal o *clump*. Las líneas rojas y verdes son líneas de iso-abundancias correspondientes a $[Fe/H]$ -1 y -1.4, respectivamente. Los símbolos celestes y azules son estrellas descartadas como miembros del cúmulo de acuerdo a sus VRs y distancias discrepantes, respectivamente. Las estrellas marcadas con rojo y verde son probables miembros del cúmulo, de acuerdo a sus VRs. La estrella graficada en rosa se descarta por poseer una metalicidad discrepante con estos dos últimos grupos.

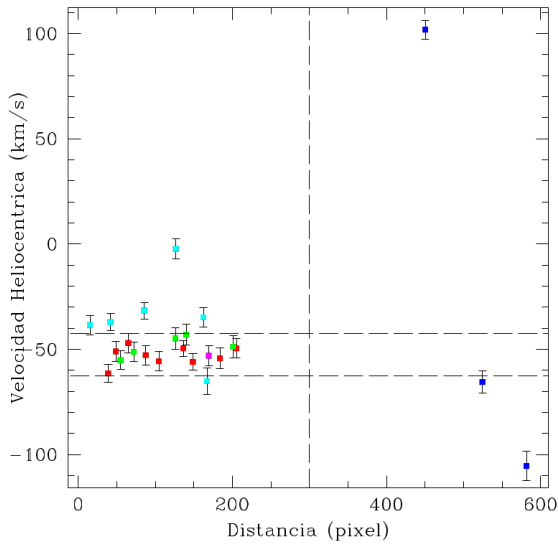


Figura 2: Comportamiento de la VR de las estrellas observadas en el CCD principal en función de la distancia al centro del cúmulo. La línea vertical muestra el radio adoptado para este cúmulo y las líneas horizontales representan los cortes en VR. El código de colores es el mismo que en la Figura 1.

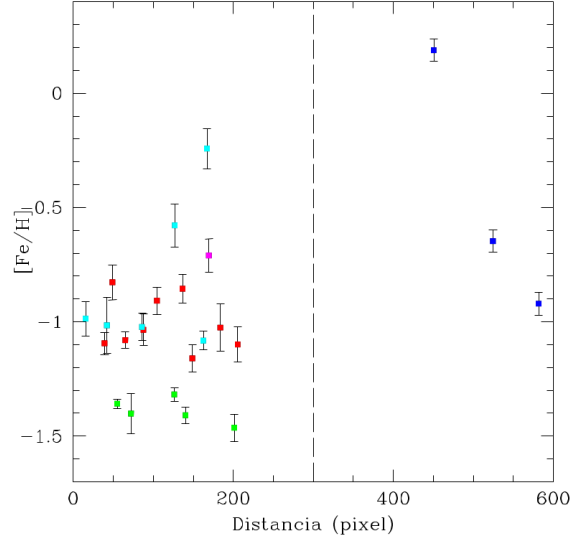


Figura 3: Comportamiento de la metalicidad de las estrellas observadas en el CCD principal en función de la distancia al centro del cúmulo. La línea vertical muestra el radio adoptado para este cúmulo. El código de colores es el mismo que en la Figura 1.

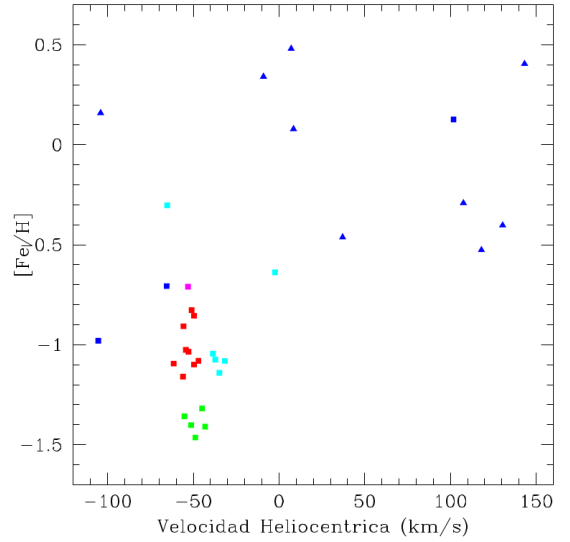


Figura 4: Metalicidad en función de la VR de las estrellas observadas en el CCD principal (cuadrados) y en el CCD secundario (triángulos). El código de colores es el mismo que en la Figura 1.



Propiedades espectrales integradas de 7 cúmulos abiertos compactos de características poco conocidas

M.A. Oddone¹, A.V. Ahumada^{1,2}, J.J. Clariá^{1,2}, E. Bica³

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Instituto de Física, UFRGS, Brasil

Contacto / monica.oddone@gmail.com

Resumen / Presentamos espectros integrados calibrados en flujo de 7 cúmulos abiertos (o candidatos) compactos poco conocidos, a saber: ESO 559-SC02, Teutsch 65, Pismis 11, Pismis 16, Bica 5, Teutsch 111 y Teutsch 82. Los espectros fueron obtenidos con el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan). En base a mediciones de anchos equivalentes de algunas líneas de Balmer y aplicando el método de ajuste de *templates*, determinamos valores preliminares del exceso de color $E(B-V)$ y la edad de cada cúmulo. Cuatro de los objetos seleccionados (ESO 559-SC02, Teutsch 65, Teutsch 111 y Teutsch 82) no registran estudios previos. Los espectros obtenidos, juntamente con otros previamente recolectados en el CASLEO usando la misma configuración instrumental, están siendo utilizados para mejorar la resolución de la base de espectros *templates* de metalicidad solar actualmente disponible.

Abstract / We present flux-calibrated integrated spectra for 7 compact, poorly known open clusters (or candidates), namely: ESO 559-SC02, Teutsch 65, Pismis 11, Pismis 16, Bica 5, Teutsch 111 and Teutsch 82. The spectra were obtained with the 2.15 m telescope of the Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan). Based on equivalent width measurements of some Balmer lines and applying the *template* matching method, we determine preliminary values of $E(B-V)$ and age for each cluster. Four out of the selected objects (ESO 559-SC02, Teutsch 65, Teutsch 111 and Teutsch 82) have not been previously studied. The obtained spectra, together with others gathered at CASLEO using the same instrumental setup, are being used to improve the resolution of the currently available solar metallicity spectrum *template* base.

Keywords / technique: spectroscopic — galaxies: individual: Milky Way — galaxies: open clusters

1. Selección de objetos

El presente trabajo representa la continuación de un proyecto sistemático de observaciones espectroscópicas integradas de cúmulos abiertos (CAs) compactos que venimos desarrollando en el Observatorio Astronómico de la Universidad Nacional de Córdoba. Usando la misma configuración instrumental y aplicando siempre la misma técnica, hemos ya reportado parámetros astrofísicos para un total de 55 CAs de pequeño diámetro angular, ubicados mayoritariamente en el cuarto cuadrante de la Galaxia (ver, e.g., Clariá et al., 2017, y referencias en ese trabajo). Más de la mitad de esos CAs no registraban estudios previos, de manera que los parámetros determinados en este proyecto constituyen los primeros en su especie. Para los restantes, la información espectroscópica recogida resulta independiente de la obtenida usando los clásicos diagramas color-magnitud. Presentamos acá nuevos resultados preliminares para 7 CAs (uno de ellos en rigor es un remanente de un CA) de características desconocidas o poco conocidas, ubicados a bajas latitudes galácticas ($|b| < 3^\circ$), en el tercero y cuarto cuadrante de nuestra Galaxia. Estos 7 objetos fueron seleccionados teniendo en cuenta su naturaleza compacta, su relativamente alto brillo superficial y principalmente la falta o escasez de estudios previos.

2. Observaciones espectroscópicas y métodos

Las observaciones fueron realizadas con el telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del CASLEO (San Juan) durante 5 noches en marzo del 2017. Dado que éste es un proyecto a largo plazo, hemos usado la misma configuración instrumental y aplicado la misma estrategia observacional de comisiones anteriores (e.g., Ahumada et al., 2007). Básicamente, los espectros se obtuvieron “barriendo” el objeto sobre la ranura del espectrógrafo en la dirección norte-sur. La reducción de los espectros y posterior calibración en flujo se llevó a cabo usando distintas tareas de IRAF. En la Tabla 1 presentamos los CAs seleccionados, juntamente con las coordenadas ecuatoriales absolutas y galácticas y los diámetros angulares tomados de Archinal & Hynes (2003) o Kronberger et al. (2006). En las últimas dos columnas de la Tabla 1 mostramos los enrojecimientos y edades resultantes del presente estudio. En la Fig. 1 presentamos los espectros observados calibrados en flujo de los 7 objetos.

La metodología aplicada para la determinación de enrojecimiento y edad consiste en medir anchos equivalentes de las líneas de Balmer para usarlos como primer indicador de edad y aplicar luego el “método de ajuste de *templates*” utilizando el software denominado FISA

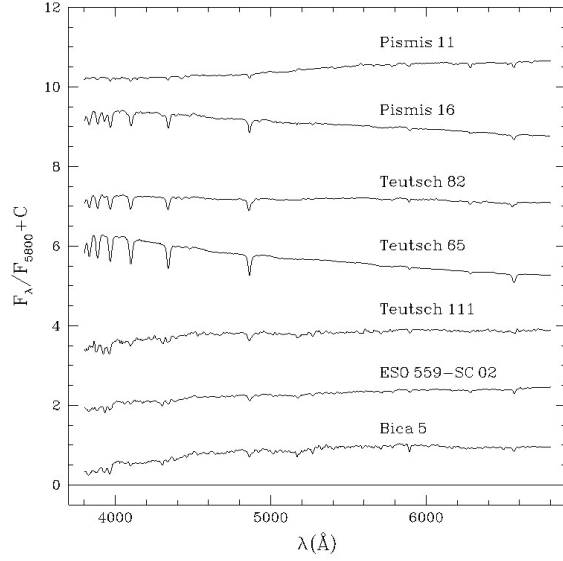


Figura 1: Espectros observados calibrados en flujo de los 7 cúmulos presentados en este trabajo.

(Benítez-Llambay et al., 2012), descrito en trabajos anteriores (e.g., Clariá et al., 2017). Usamos las bases de *templates* de metalicidad solar de Piatti et al. (2002), en adelante P02, y Ahumada et al. (2007). La elección final del *template* que mejor ajusta el espectro del cúmulo se realizó teniendo en cuenta el flujo residual (Fr) calculado como $(F_{\text{cúmulo}} - F_{\text{template}})/F_{\text{cúmulo}}$, ya que de esta manera se tiene en cuenta el buen acuerdo logrado entre la profundidad de las líneas y la forma del continuo. A manera de ejemplo, mostramos en la Fig. 2 la aplicación del “método de ajuste de *templates*” para el caso particular del cúmulo Teutsch 65. Hemos incluido en la figura una comparación del espectro observado, corregido por enrojecimiento, con dos *templates* de P02 con edades inmediatamente por encima y por debajo de la edad del *template* adoptado. Si bien las diferencias en los flujos residuales son ciertamente pequeñas, alcanzan a visualizarse ampliando considerablemente la figura (Sección 3.3).

3. Resultados

3.1. Bica 5, ESO 559-SC02

Estos dos CAs (en rigor Bica 5 es un remanente de un CA) son claramente los más viejos de nuestra muestra. En efecto, los espectros integrados de Bica 5 y ESO 559-SC02, corregidos respectivamente por $E(B - V) = 0.20$ y 0.12 , muestran una razonable similitud con el *template* Ib de 3000-4000 millones de años de P02. Con respecto a ESO 559-SC02, nuestros resultados representan las primeras determinaciones de enrojecimiento y edad. Este no es el caso para Bica 5, para el cual Pavani & Bica (2007), usando datos del 2MASS, llegaron a la conclusión de que este objeto es un remanente de un CA de unos 600 millones de años, no afectado por enrojecimiento. Esta edad es ciertamente compatible con los 760 millones de años estimados por Kharchenko et al.

(2013, K13), no así en cambio con la edad inferida en base a nuestro espectro. Sin embargo, el enrojecimiento espectroscópico obtenido en este trabajo resulta enteramente similar al inferido por K13. La discrepancia en edad con Pavani & Bica (2007) puede deberse a la naturaleza misma de Bica 5, ya que se trata de un remanente de un CA y no de un clásico CA. La presencia de una única gigante roja en el espectro de Bica 5, por ejemplo, podría modificar significativamente la edad inferida usando dicho espectro.

3.2. Teutsch 65, Teutsch 111, Teutsch 82

Estos 3 objetos fueron identificados por Kronberger et al. (2006) en una búsqueda visual de candidatos a CAs realizada en el catálogo 2MASS. El espectro de Teutsch 111, corregido por $E(B - V) = 0.26$, resulta bien ajustado con el *template* Ia de 1000 millones de años P02, mientras que los espectros de Teutsch 65 (Fig. 2) y Teutsch 82 son notablemente parecidos al *template* Yg de (200-350) millones de años de la misma base espectral. Nuestros resultados representan las primeras determinaciones de enrojecimiento y edad realizadas para estos 3 objetos.

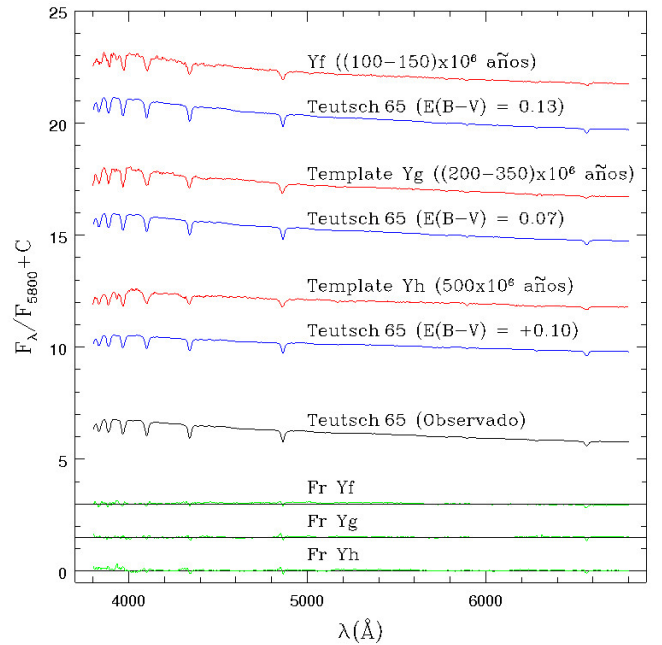


Figura 2: Espectro observado (negro) y corregido por enrojecimiento (azul) de Teutsch 65, espectros *templates* de P02 (rojo) y flujos residuales respectivos (verde).

3.3. Pismis 11

Este cúmulo, conocido también como BH 60 (van den Bergh & Hagen, 1975), es particularmente interesante por la probabilidad de que la estrella HD 80077, la supergigante de tipo B más brillante actualmente conocida en nuestra Galaxia (magnitud bolométrica $M_{\text{bol}} =$

Tabla 1: Parámetros fundamentales de los cúmulos abiertos estudiados.

Cúmulo	α_{2000} (h m s)	δ_{2000} (° ' ")	l (°)	b (°)	D (')	Edad [$\times 10^6$ años]	$E(B - V)$
ESO 559-SC 02	07:18:06	-18:35:42	232.46	-02.72	1.2	3000-4000	0.12
Teutsch 65	08:50:32	-46:29:47	266.22	-01.52	2.1	200-350	0.07
Pismis 11	09:15:53	-50:01:00	271.66	-00.71	2.0	2-4	1.65
Pismis 16	09:51:16	-53 10 00	277.83	+00.69	2.0	30	0.63
Bica 5	11:41:35	-62:25:30	294.95	-00.64	3.0	3000-4000	0.20
Teutsch 111	13:33:25	-60:46:16	308.04	+01.68	0.8	1000	0.26
Teutsch 82	16:30:58	-48:23:57	335.83	-00.06	2.2	200-350	0.44

-11.5), pueda estar asociada al mismo. Cabe aclarar que esta estrella fue excluida al obtener el espectro integrado. Pismis 11 es el cúmulo más joven de nuestra muestra. Su espectro integrado, corregido por $E(B - V) = 1.65$, exhibe una evidente similitud con el *template* Yal (2-4 millones de años) de P02. Aunque un poco más elevado, este enrojecimiento resulta compatible con los valores obtenidos en otros estudios (e.g., Moffat & Fitzgerald, 1977; Marco & Negueruela, 2009), admitiendo la existencia de enrojecimiento diferencial en la región del cúmulo. La edad inferida para Pismis 11 en base a su espectro integrado es poco menor que el valor de 10 millones de años consignado en Dias et al. (2002), aunque resulta consistente con la estimación de 1 millón de años de K13. Pismis 11 es sin lugar a dudas un cúmulo muy joven altamente enrojecido.

3.4. Pismis 16

También conocido como BH81 (van den Bergh & Hagen, 1975), este objeto registra al menos dos estudios previos basados en datos del 2MASS, tanto de K13 como de Bukowiecki et al. (2011). Sin embargo, estos autores discrepan en los parámetros obtenidos. En efecto, K13 reportan $E(B - V) = 0.63$ y 13 millones de años para Pismis 16, mientras que Bukowiecki et al. (2011) encuentran $E(B - V) = 0.44$ y 79 millones de años. Nosotros encontramos una similitud indiscutible entre el espectro integrado, corregido por $E(B - V) = 0.63$, con el *template* Ycd (30 millones de años) de Ahumada et al. (2007), lo que resulta consistente con los parámetros estimados por K13.

4. Comentarios finales

Creemos oportuno destacar que la información sobre enrojecimiento, edad, y en ocasiones también metalicidad (Ahumada et al., 2000) inferida de los espectros integrados de cúmulos de pequeño diámetro angular, es absolutamente independiente de la proporcionada por los diagramas fotométricos, cuando éstos están disponibles. En el presente trabajo, cuatro de los objetos examinados (ESO 559-SC02, Teutsch 65, Teutsch 111 y Teutsch 82) no han sido antes estudiados fotométricamente. Por esta razón, los presentes resultados representan las primeras determinaciones de sus parámetros astrofísicos. Los espectros obtenidos en este trabajo, juntamente con otros recolectados en el CASLEO usando la misma configuración instrumental, están siendo al presente emplea-

dos para mejorar la resolución temporal de las librerías de espectros *templates* disponibles (P02, Ahumada et al., 2007).

Agradecimientos: M.A. Oddone* agradece al personal del CASLEO la amable atención recibida durante su comisión de observación. Este trabajo fue parcialmente financiado por las instituciones argentinas CONICET, FONCYT y SECYT (Universidad Nacional de Córdoba).

Referencias

- Ahumada A. V., et al., 2000, A&AS, 141, 79
 Ahumada A. V., Clariá J. J., Bica E., 2007, A&A, 473, 437
 Archinal B. A., Hynes S. J., 2003, Star Clusters, Willman-Bell, Inc.
 Benítez-Llambay A., et al., 2012, PASP, 124, 173
 Bukowiecki L., et al., 2011, AcA, 61, 231
 Clariá J. J., et al., 2017, New A., 56, 71
 Dias W. S., et al., 2002, A&A, 389, 871
 Kharchenko N. V., et al., 2013, A&A, 558, A53
 Kronberger M., et al., 2006, A&A, 447, 921
 Marco A., Negueruela I., 2009, A&A, 493, 79
 Moffat A. F. J., Fitzgerald M. P., 1977, A&A, 54, 263
 Pavani D. B., Bica E., 2007, A&A, 468, 139
 Piatti A. E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233
 van den Bergh S., Hagen G. L., 1975, AJ, 80, 11

* Astrónomo Visitante, Complejo Astronómico El Leoncito, CASLEO, operado bajo acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

La población de estrellas variables de NGC 6362

J.A. Ahumada¹, A. Arellano Ferro², I.H. Bustos Fierro¹, J.H. Calderón¹, N. Morrell³

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Instituto de Astronomía, UNAM, México

³ Las Campanas Observatory, Chile

Contacto / javier@oac.unc.edu.ar

Resumen / Se presenta el análisis de una serie temporal de imágenes CCD V e I del cúmulo globular NGC 6362, obtenidas desde CASLEO, Bosque Alegre y Las Campanas entre 2013 y 2015. El principal objetivo de este trabajo es la descomposición de Fourier de las curvas de luz de las estrellas RR Lyrae y su empleo en la determinación de los parámetros físicos de las variables y del cúmulo. Con las variables tipo RRab se obtienen, para la metalicidad de NGC 6362, el valor medio $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{UVES}} = -1.07 \pm 0.13$, y para la distancia, 7.93 ± 0.32 kpc. Los mismos parámetros, estimados independientemente con las estrellas RRc, arrojan los valores $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{UVES}} = -1.08 \pm 0.16$ y 8.02 ± 0.15 kpc, respectivamente. El enrojecimiento del cúmulo, derivado de las curvas de luz en $(V - I)$ de 15 RRab resulta en 0.063 ± 0.024 mag. También de forma independiente, con la relación periodo-luminosidad de seis variables SX Phoenicis se obtiene una distancia de 8.07 ± 0.44 kpc. La rama horizontal presenta una clara división en color entre las RRab y las RRc, similar a la observada en otros cúmulos.

Abstract / We present CCD V and I time-series observations of the Southern globular cluster NGC 6362, collected from CASLEO, Bosque Alegre, and Las Campanas in 2013–2015, with the aim of performing the Fourier decomposition of the light curves of the RR Lyrae variables to obtain physical parameters of the stars and the cluster. The procedure, applied to the RRab-type stars, gives the mean values, for the cluster metallicity, of $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{UVES}} = -1.07 \pm 0.13$, and for its distance, 7.93 ± 0.32 kpc. The same parameters, independently estimated from the light-curves of RRc stars, have the values $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{UVES}} = -1.08 \pm 0.16$ and 8.02 ± 0.15 kpc, respectively. The cluster reddening, derived from the $(V - I)$ light curves of 15 RRab variables, is 0.063 ± 0.024 mag. By means of another independent method that uses the period-luminosity relation for six SX Phoenicis variables, a distance of 8.07 ± 0.44 kpc is found. The horizontal branch shows a clear split in color between the RRab and the RRc stars, as is also observed in other clusters.

Keywords / globular clusters: individual (NGC 6362) — stars: variables: RR Lyrae

1. Observaciones y reducciones

El cúmulo globular NGC 6362 (C1726–670), localizado en $\alpha = 17^{\text{h}} 31^{\text{m}} 55.0^{\text{s}}$, $\delta = -67^{\circ} 02' 52''$ (J2000), $l = 325.55$, $b = -17.57$, es relativamente cercano al Sol (7.6 kpc), presenta un bajo enrojecimiento ($E(B - V) = 0.09$) y no es muy concentrado ($c = 1.09$, $\rho_0 = 2.29$) (Harris, 1996). Dada su cercanía el cúmulo es brillante, con su rama horizontal a $V \sim 15.3$ mag, por lo que el inicio del estudio de sus variables RR Lyrae se remonta ya a casi un siglo atrás (Woods & Bailey, 1919).

En el marco de una serie de trabajos basados en el análisis de Fourier de las curvas de luz de estrellas RR Lyrae en cúmulos globulares que busca, entre otros objetivos, establecer los parámetros físicos de los mismos en una escala homogénea (ver, por ejemplo, Arellano Ferro et al. 2014, 2016), obtuvimos el conjunto de imágenes CCD en filtros V (367) e I (285) de NGC 6362 que se resume en la Tabla 1, a los fines de llevar a cabo un estudio similar. Las observaciones fueron realizadas con el telescopio de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CAS, San Juan, Argentina) y el detector Roper de 2048×2048 pixeles sobre un campo de $5.1' \times 5.1'$; con el telescopio de 1.54 m de la Estación Astrofísica de Bosque Alegre (BA, Córdoba, Argentina), con un detec-

Tabla 1: Observaciones de NGC 6362.

Noche	Obs	N_V	t_V s	N_I	t_I s	fwhm "
20130321	CAS	15	300	9	240	2.7
20130322	CAS	8	480	9	220	2.7
20130323	CAS	8	360	11	240	2.0
20140504	CAS	22	480	30	180–220	3.1
20140605	LCO	140	4–20	79	2–10	2.1
20140615	LCO	88	4–20	53	2–10	1.7
20150621	BA	37	180–300	36	120–180	1.8
20150821	BA	8	300	11	150	3.5
20150821	BA	11	300	14	150	2.7
20150906	BA	27	300	27	150	2.5
20150907	BA	3	300	6	150	1.9

tor Alta U9 de 3072×2048 pixeles sobre un campo de $12.6' \times 8.4'$; y finalmente con el telescopio Swope de 1 m de Las Campanas Observatory (LCO, Chile), usando el CCD E2V 231-84 de 4096×4112 pixeles sobre un campo de $14.5' \times 14.5'$.

Como en trabajos anteriores, redujimos las imágenes con la cadena de procesos DANDIA (Bramich, 2008). DANDIA primero corrige las imágenes de ciencia por *overscan*, *bias* y aplanamiento. Sobre la serie de imáge-

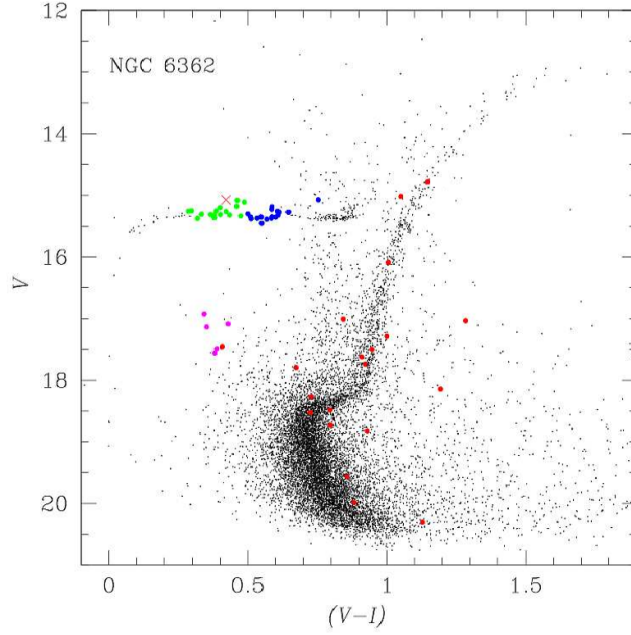


Figura 1: Diagrama color-magnitud de NGC 6362. Los puntos representan valores medios de la magnitud a lo largo de las curvas de luz que, en el caso de las estrellas variables (círculos de colores) son promedios pesados por intensidad. La convención de colores es la siguiente: círculos azules, R Rab; círculos verdes, R Rc; círculos rojos, binarias en el campo discutidas por Kaluzny et al. (2014); círculos magenta, SX Pheonics. El símbolo \times representa a una variable SX Phe observada en el área del cúmulo pero que no pertenece al mismo, ya que se encuentra a una distancia de unos 4 kpc.

nes calibradas, DANDIA ejecuta el llamado Análisis Diferencial de Imágenes (DIA) convolucionando una imagen de referencia con las demás por medio de un *kernel* apropiado; de esta manera obtiene la PSF de todas y cada una de las imágenes, que utiliza para, a continuación, sustraerle a cada una la imagen de referencia. Así queda conformada una secuencia de imágenes diferenciales en las que un objeto, si es variable, exhibe flujo residual. Con estos flujos residuales DANDIA finalmente construye las curvas de luz para cada uno de los objetos identificados en el campo observado.

Luego de llevar al sistema estándar las magnitudes instrumentales con las estrellas estándar de Stetson presentes en el campo, pueden construirse el diagrama color-magnitud de NGC 6362 (Fig. 1) y las curvas de luz de los objetos individuales. Dada la calidad de estos datos estimamos una amplitud mínima de ~ 0.05 mag para la detección de variabilidad. De esta forma, no descubrimos nuevas variables en el área observada; para las ya conocidas, determinamos los periodos con PERIOD04 (Lenz & Breger, 2005). El periodo promedio de 16 variables R Rab (pulsadores en el modo fundamental) resulta ser de 0.55 días, en tanto que el de 17 R Rc (pulsadores en el primer sobretono) es de 0.30 días, ambos valores típicos de cúmulos globulares de tipo Oosterhoff I. La Fig. 2 muestra, como ilustración, un par de curvas de luz obtenidas en este proceso.

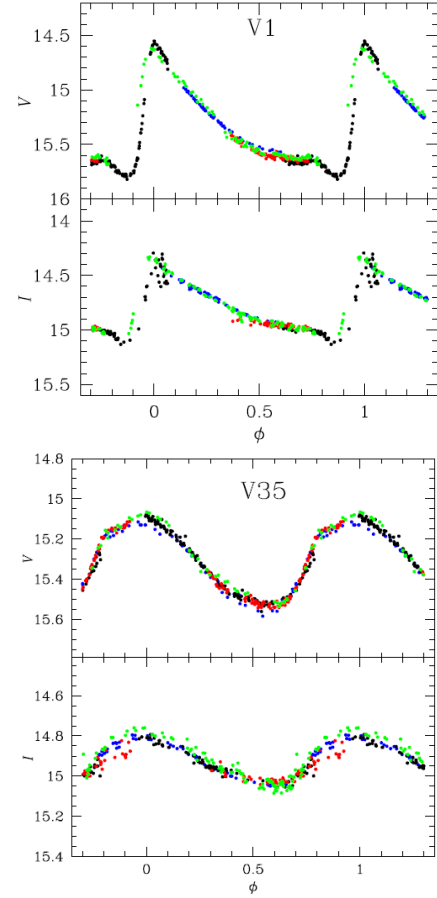


Figura 2: Dos ejemplos de curvas de luz en V e I de variables RR Lyrae en NGC 6362: arriba, la R Rab V1; abajo, la R Rc V35. La convención de colores de los puntos es: azul, datos de CASLEO; verde, de Bosque Alegre; rojo y negro, de Las Campanas.

2. Parámetros físicos de las RR Lyrae

La determinación de la metalicidad y la magnitud absoluta de las RR Lyrae en un cúmulo global permite la estimación de los valores medios de los parámetros físicos del cúmulo. Esto se puede lograr mediante la descomposición de Fourier de las curvas de luz y el uso de calibraciones apropiadas entre los parámetros físicos y los parámetros de Fourier. La representación de Fourier de una curva de luz es:

$$m(t) = A_0 + \sum_{k=1}^N A_k \cos\left(\frac{2\pi}{P} k (t - E) + \phi_k\right), \quad (1)$$

en la que $m(t)$ es la magnitud en el instante t , P es el periodo y E es la época. Los parámetros de Fourier resultantes del ajuste son $\phi_{ij} = j\phi_i - i\phi_j$ y $R_{ij} = A_i/A_j$. Las calibraciones que utilizamos son las de Jurcsik & Kovács (1996) y Kovács & Walker (2001) para la abundancia del hierro y la magnitud absoluta de las R Rab, y las de Morgan et al. (2007) y Kovács (1998) para las R Rc. Ambas calibraciones son independientes. Estimamos la temperatura efectiva con la calibración de Jurcsik (1998). Estas calibraciones y sus puntos cero han sido discutidos en detalle en Arellano Ferro et al. (2013).

Tabla 2: Parámetros físicos medios de RR Lyrae en NGC 6362.

	$[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{UVES}}$	M_V	$\log T_{\text{eff}}$	$\log (L/L_{\odot})$	M/M_{\odot}	R/R_{\odot}
RRab	-1.07 ± 0.13	0.657 ± 0.072	3.816 ± 0.007	1.637 ± 0.025	0.66 ± 0.07	5.22 ± 0.27
RRc	-1.08 ± 0.16	0.589 ± 0.046	3.872 ± 0.003	1.664 ± 0.015	0.59 ± 0.04	4.10 ± 0.11

La Tabla 2 lista los parámetros físicos *medios* derivados para 5 RRab y 6 RRc. La metalicidad $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{UVES}}$ está expresada en la escala de Carretta et al. (2009). La magnitud absoluta M_V fue convertida en luminosidad con $\log(L/L_{\odot}) = -0.4(M_V - M_{\text{bol}}^{\odot} + \text{BC})$, la relación entre la corrección bolométrica y la metalicidad es la de Sandage & Cacciari (1990) y se adoptó $M_{\text{bol}}^{\odot} = +4.75$.

3. Parámetros del cúmulo

Dado que las RRab tienen aproximadamente el mismo color $(V-I)$ intrínseco en los mínimos, se pueden calcular los enrojecimientos individuales de estas estrellas y, con ellos, derivar un valor medio para el cúmulo. Con la calibración de Guldenschuh et al. (2005) $(V-I)_{0,\text{min}} = 0.58 \pm 0.02$, más la relación $E(V-I)/E(B-V) = 1.259$ (Schlegel et al., 1998), el enrojecimiento promedio para 15 RRab resulta $E(B-V) = 0.063 \pm 0.024$, en buen acuerdo con la literatura (por ejemplo, $E(B-V) = 0.06 \pm 0.03$, Piotto et al. 1999).

Por otra parte, se puede adoptar como el valor de la metalicidad del cúmulo a los promedios dados en la Tabla 2, es decir, $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{UVES}} = -1.07 \pm 0.13$ (RRab) y $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{UVES}} = -1.08 \pm 0.16$ (RRc), a comparar con -0.89 dex de Harris (1996).

Finalmente, con las magnitudes absolutas medias de la Tabla 2 y el enrojecimiento calculado, para NGC 6362 se derivan las distancias 7.93 ± 0.32 kpc (RRab) y 8.02 ± 0.15 kpc (RRc). Otro método para determinar distancias involucra las variables SX Phoenixis, objetos que, en los cúmulos globulares, aparecen en la población de *blue stragglers* (círculos magenta en la Fig. 1). NGC 6362 tiene seis SX Phe descubiertas, de las que sólo tres presentan amplitudes lo suficientemente grandes en nuestros datos como para poder poner en fase las curvas de luz. La Fig. 3 muestra la curva de luz de la SX Phe de mayor amplitud, V38. Tomando los periodos y magnitudes de las restantes tres SX Phe de Kaluzny et al. (2014), y utilizando las relaciones periodo-luminosidad de Cohen & Sarajedini (2012) para el modo fundamental con tres SX Phe, y para el primer sobretono con las tres restantes, obtenemos una distancia de 8.07 ± 0.44 kpc, en excelente acuerdo con los valores derivados con las RR Lyrae.

4. Estructura de la rama horizontal

En el diagrama color-magnitud de NGC 6362 (Fig. 1) se puede apreciar la clara separación, sobre la rama horizontal, entre las RRc (izquierda) y las RRab (derecha). Esta es una característica que se observa en numerosos cúmulos, sobre todo Oosterhoff II pero también en unos pocos Oosterhoff I como el que aquí nos ocupa o NGC 6229; para una discusión actualizada del tema, ver Arellano Ferro et al. (2017). En el marco de la teoría de

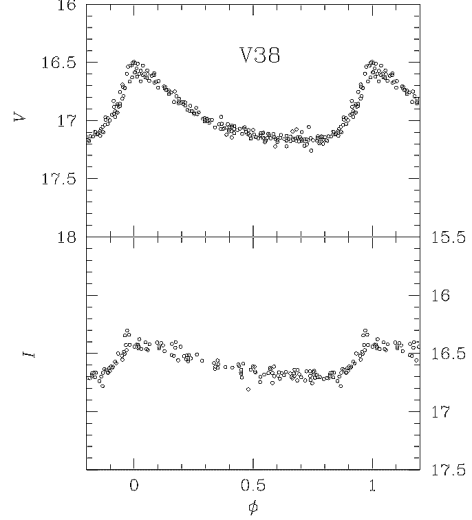


Figura 3: Curvas de luz en V (panel superior) e I (panel inferior) de la variable SX Phoenixis V38. Sólo se han representado observaciones realizadas con el telescopio Swope de Las Campanas.

evolución de variables RR Lyrae en la rama horizontal de Caputo et al. (1978), nosotros interpretamos el color de la división, que para varios cúmulos está en $(V-I)_0 \sim 0.45-0.46$, como la posición del borde rojo de la franja de inestabilidad para el primer sobretono (ver, p.ej., la discusión en Arellano Ferro et al. 2015).

Referencias

- Arellano Ferro A., et al., 2013, MNRAS, 434, 1220
- Arellano Ferro A., et al., 2014, RevMexAA, 50, 307
- Arellano Ferro A., et al., 2015, MNRAS, 452, 727
- Arellano Ferro A., et al., 2016, Ap&SS, 361, 175
- Arellano Ferro A., et al., 2017, RevMexAA, 53, 121
- Bramich D. M., 2008, MNRAS, 386, L77
- Caputo F., et al., 1978, A&A, 67, 107
- Carretta E., et al., 2009, A&A, 508, 695
- Cohen R. E., Sarajedini A., 2012, MNRAS, 419, 342
- Guldenschuh K. A., et al., 2005, PASP, 117, 721
- Harris W. E., 1996, AJ, 112, 1487
- Jurcsik J., Kovács G., 1996, A&A, 312, 111
- Jurcsik J., 1998, A&A, 333, 571
- Kaluzny J., et al., 2014, Acta Astron., 64, 309
- Kovács G., Walker A. R., 2001, A&A, 371, 579
- Kovács G., 1998, Mem. Soc. Astron. Italiana, 69, 49
- Lenz P., Breger M., 2005, Communications in Asteroseismology, 146, 53
- Morgan S. M., et al., 2007, MNRAS, 374, 1421
- Piotto G., et al., 1999, AJ, 117, 264
- Sandage A., Cacciari C., 1990, ApJ, 350, 645
- Schlegel D. J., et al., 1998, ApJ, 500, 525
- Woods I. E., Bailey S. I., 1919, Harvard College Observatory Circular, 217, 1

Estudio espectroscópico en el infrarrojo cercano de tres cúmulos estelares de la región intermedia de la Nube Menor de Magallanes

L.V. Gramajo^{1,2}, M.C. Parisi^{1,2}, D. Geisler³, J.J. Clariá^{1,2}, S. Vásquez⁴, G. Da Costa⁵

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Universidad de Concepción, Chile

⁴ University of Florida, USA

⁵ Australian National University, Australia

Contacto / luciana.gramajo@gmail.com

Resumen / Presentamos espectros en el infrarrojo cercano de gigantes rojas de L11, NGC 339 y K28, tres cúmulos viejos o de edades intermedias de la Nube Menor de Magallanes (NmM). Los espectros fueron obtenidos con el “Very Large Telescope” (Cerro Paranal, Chile), con una dispersión de 0.85 Å/pixel y cubren ~ 1600 Å en la región del triplete del CaII. Derivamos metalicidades y velocidades radiales medias de los cúmulos con errores típicos de 0.12 y 2.5 km s⁻¹, respectivamente. Los resultados obtenidos, juntamente con otros reportados previamente por nuestro grupo, aportan información relevante para mejorar el conocimiento global de las propiedades químicas de la NmM.

Abstract / We present near-infrared spectra for red giants of L11, NGC 339 and K28, three old or intermediate-age star clusters of the Small Magellanic Cloud (SMC). The spectra were obtained with the Very Large Telescope (Cerro Paranal, Chile), with a dispersion of 0.85 Å/pixel covering ~ 1600 Å in the CaII triplet region. We derive mean cluster metalicities and radial velocities with typical errors of 0.12 and 2.5 km s⁻¹, respectively. The obtained results, together with others previously reported by our group, provide relevant information to improve the global knowledge of the SMC chemical properties.

Keywords / galaxies: star clusters — Magellanic Clouds — stars: abundances

1. Observaciones espectroscópicas y reducciones

Presentamos en este estudio resultados obtenidos para L11, NGC 339 y K28, tres cúmulos de la Nube Menor de Magallanes (NmM) con edades de 3500 ± 100 millones de años (Da Costa & Hatzidimitriou, 1998, DH98), 6000 ± 500 millones de años (Glatt et al., 2008), y 2100 ± 500 millones de años (Piatti et al., 2001), respectivamente. En la Fig. 1 mostramos sus posiciones con relación al centro de la NmM, juntamente con las posiciones de los cúmulos estudiados por Parisi et al. (2009, 2015, en adelante P9 y P15, respectivamente) y Gramajo et al. (2016, en adelante G16), usando las mismas técnicas. La observación espectroscópica de 130 gigantes rojas y sus campos estelares circundantes fue realizada con el “Very Large Telescope” (VLT, Chile, programa FORS2 075.B-0548). La reducción de los datos fue llevada a cabo utilizando la pipeline proporcionada por el VLT (versión 3.9.5).

2. Mediciones de velocidades radiales y anchos equivalentes

Las velocidades radiales (VRs) se midieron con la tarea *fxcor* de IRAF, realizando correlaciones cruzadas

entre los espectros observados y los templates de 30 gigantes rojas observadas por Cole et al. (2004). Para cada estrella, adoptamos el promedio que resulta de sus 30 correlaciones cruzadas, con un error típico asociado a cada determinación de ~ 7.5 km s⁻¹. Para la medición de anchos equivalentes, definimos primero un “pseudo-continuo” para cada línea del triplete del CaII y ajustamos después la suma de una función Gaussiana y una Lorentziana al perfil de cada línea, adoptando, tanto para las líneas como para el continuo, las bandas definidas por Armandroff & Zinn (1988). Este procedimiento es idéntico al usado en nuestros estudios anteriores para asegurar homogeneidad.

3. Metalicidades y selección de miembros

Siguiendo los procedimientos descriptos en P9, determinamos metalicidades con un error medio de 0.12 en la razón [Fe/H]. Luego, para evaluar la posible pertenencia de las estrellas observadas a cada cúmulo, tuvimos en cuenta que los miembros físicos del mismo deben cumplir simultáneamente 3 condiciones, a saber: (1) Su distancia al centro del cúmulo debe ser menor que el radio inferido para el mismo. (2) Sus VRs deben estar dentro de un rango igual al error medio típico de velocidad (10 km s⁻¹, ver P9) y deben ser generalmente distintas del

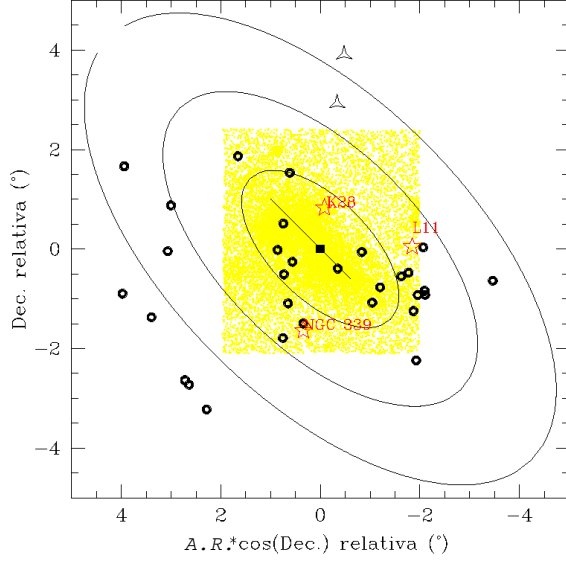


Figura 1: Distribución espacial de cúmulos estelares de la NmM observados con el VLT. Las “estrellas” representan los 3 cúmulos aquí estudiados; los círculos indican las posiciones de los cúmulos estudiados por P9 y P15, mientras que los triángulos denotan las posiciones de los cúmulos estudiados por G16.

valor medio de las VRs de las estrellas del campo, al par que la dispersión de sus VRs debe ser menor que la correspondiente a las estrellas del campo. (3) La dispersión de sus metalicidades debe estar contenida dentro del error medio típico de la metalicidad (0.17 en la razón $[\text{Fe}/\text{H}]$, ver P9). Los radios obtenidos para NGC 339, K28 y L11 son $525''$, $400''$ y $280''$, respectivamente. Estos valores fueron determinados a partir de los perfiles radiales de densidad estelar, basados en las pre-imágenes tomadas con el mismo telescopio en las bandas V e I. En las Figs. 2 y 3 mostramos el comportamiento de las VRs y las metalicidades en función de la distancia al centro de NGC 339, respectivamente.

4. Resultados preliminares

Para NGC 339 encontramos los siguientes valores medios: $\text{VR} = 103 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$ y $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.13 \pm 0.09$. Esta metalicidad muestra un excelente acuerdo con el valor de $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.12 \pm 0.10$ publicado por DH98. Si bien para K28 no resultó posible determinar un valor confiable de la metalicidad, obtuvimos una VR media de $114 \pm 2 \text{ km s}^{-1}$, valor éste determinado por primera vez para este cúmulo. Sorprendentemente, para L11 distinguimos dos grupos de estrellas con VRs medias similares dentro de los errores (127 ± 2 y $129 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$), aunque con una marcada diferencia en sus metalicidades ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.83 \pm 0.14$ y $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.40 \pm 0.12$). De las dos metalicidades posibles derivadas para L11, el valor más elevado es el que muestra mejor acuerdo con las metalicidades previamente derivadas por

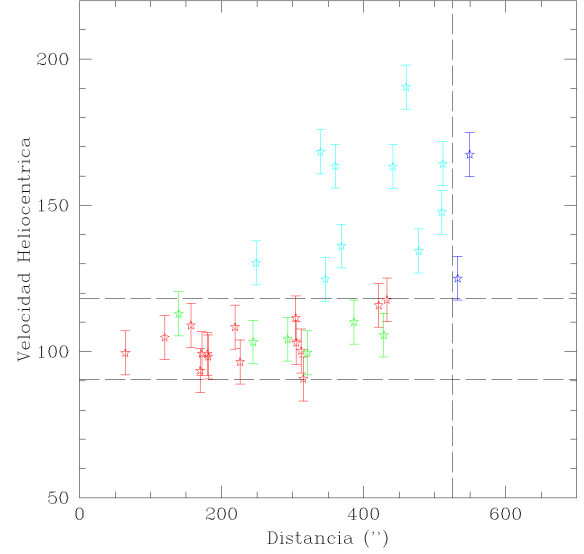


Figura 2: VRs de gigantes rojas de NGC 339 en función de la distancia al centro. Las líneas horizontales representan el corte en VR ($\pm 10 \text{ km s}^{-1}$) y la línea vertical el radio adoptado. Estrellas no miembros fuera del radio se representan con estrellas azules. No miembros por VRs o metalicidades discrepantes se representan con estrellas verde-azulados y verdes, respectivamente, en tanto que los miembros físicos por estrellas rojas.

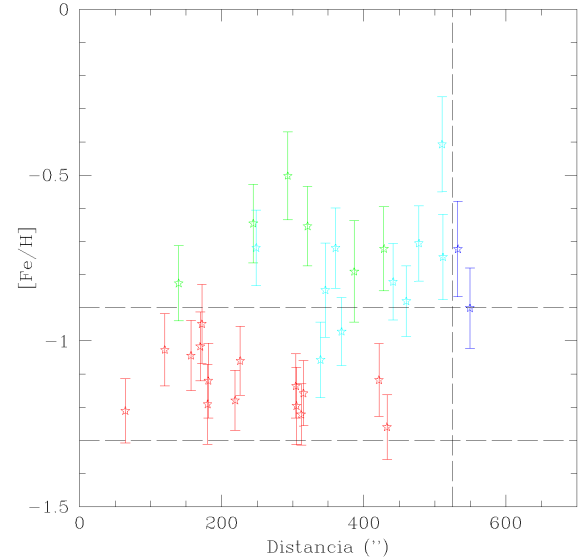


Figura 3: Metalicidades de gigantes rojas de NGC 339 en función de la distancia al centro. Las líneas horizontales representan el corte en metalicidad (± 0.20) y la línea vertical el radio adoptado. Los colores tienen el mismo significado que en la Fig. 2.

otros autores: $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.81 \pm 0.13$ (DH98) y $[\text{Fe}/\text{H}]$ entre -0.75 y -1.0 , rango de metalicidades dado por Kayser et al. (2006). Para L11 adoptamos preliminarmente $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.81$. Por otra parte, de nuestros resultados podemos decir que el valor pro-

medio de los errores obtenidos para las VRs de los tres cúmulos es de 2.5 km s^{-1} , mientras que el de las metalicidades para L11 y NGC 339 es de 0.12. Las metalicidades obtenidas para NGC 339 y L11 y para sus respectivos campos circundantes fueron agregadas a las determinadas previamente por P9, P15, Parisi et al. (2016, 2010, P16, P10) y G16, aplicando las mismas técnicas. Estos estudios se basan en observaciones realizadas también con el VLT, usando el mismo instrumento e idéntica configuración instrumental que en el presente estudio. Disponemos entonces de una muestra homogénea de 31 cúmulos y campos estelares de la NmM. En la Fig. 4 ilustramos el comportamiento de la metalicidad de los cúmulos y los campos en función del semieje mayor “ a ” de una elipse (equivalente al radio proyectado), tal como ha sido definida por Piatti et al. (2007). P16 mostraron, y G16 ratificaron, los siguientes aspectos: (1) En la región interna de la NmM ($a < 4^\circ$), los cúmulos muestran una dispersión de metalicidades claramente mayor que las estrellas del campo, aunque en la parte externa ($a > 4^\circ$) cúmulos y campos presentan dispersiones similares. (2) Las estrellas del campo muestran un claro gradiente negativo de metalicidad en las regiones internas de la NmM ($a < 4^\circ$), en excelente acuerdo con lo encontrado por Dobbie et al. (2014). Por su parte, los cúmulos estelares, si bien presentan una cierta tendencia general a ser más pobres en metales a medida que aumenta la distancia al centro de la NmM, no parecen exhibir un claro gradiente de metalicidad. Sin embargo, los cúmulos aparentan formar dos grupos, uno por encima y otro por debajo de la tendencia general seguida por las estrellas de campo, sugiriendo una posible bimodalidad en la distribución de metalicidades (P15). (3) El gradiente de metalicidad, tanto para los cúmulos como para los campos, parecería invertirse en las regiones exteriores de la NmM. Como puede apreciarse, tanto NGC 339 y L11 como sus campos estelares circundantes siguen las tendencias encontradas en los trabajos arriba mencionados. Resulta claramente necesario observar un mayor número de cúmulos y campos en la región externa de la NmM para poder examinar con mayor detalle la posible inversión del gradiente externo en esta galaxia.

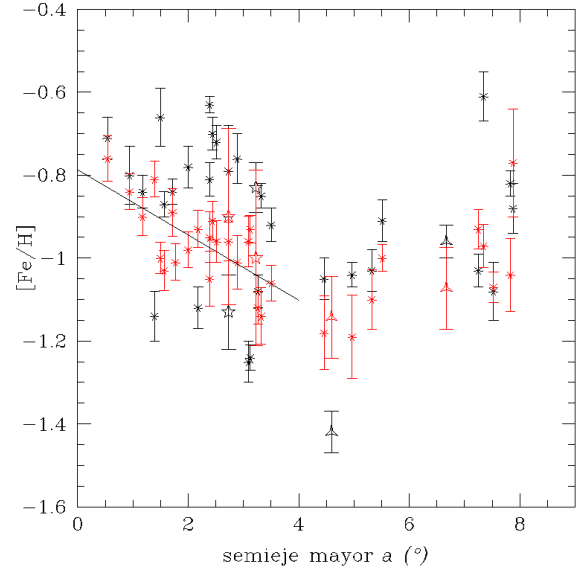


Figura 4: Metalicidades en función del semieje mayor a para cúmulos (símbolos negros, P9, P15 y G16) de la NmM y estrellas del campo (símbolos rojos, P10, P16 y G16). La línea recta ajusta la distribución de las metalicidades de las estrellas del campo. Las “estrellas” (negras y rojas) indican las metalicidades medias de NGC 339 y L11 y las de los respectivos campos circundantes.

Referencias

- Armandroff T. E., Zinn R., 1988, *AJ*, 96, 92
 Cole A. A., et al., 2004, *MNRAS*, 347, 367
 Da Costa G. S., Hatzidimitriou D., 1998, *AJ*, 115, 1934 (DH98)
 Dobbie P. D., et al., 2014, *MNRAS*, 442, 1663
 Glatt K., et al., 2008, *AJ*, 136, 1703
 Gramajo L. V., et al., 2016, *BAAA*, 58, 174 (G16)
 Kayser A., et al., 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints*
 Parisi M. C., et al., 2009, *AJ*, 138, 517 (P09)
 Parisi M. C., et al., 2010, *AJ*, 139, 1168 (P10)
 Parisi M. C., et al., 2015, *AJ*, 149, 154 (P15)
 Parisi M. C., et al., 2016, *AJ*, 152, 58 (P16)
 Piatti A. E., et al., 2001, *MNRAS*, 325, 792
 Piatti A. E., et al., 2007, *MNRAS*, 377, 300

Determinación de parámetros fotométricos de tres candidatos a cúmulos abiertos detectados en el infrarrojo

T. Canavesi¹, E. E. Giorgi^{1,2}, G. R. Solivella^{1,2}, A. Cruzado^{1,2} & R. A. Vázquez^{1,2}

¹ Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina

² Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina

Contacto / tcanavesi@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Se presenta un estudio fotométrico de tres candidatos a cúmulos abiertos detectados en el infrarrojo utilizando fotometría *UBVIJHK* proveniente del 2MASS y datos de *Spitzer* en el caso disponible. Se obtuvieron tipos espectrales de algunas estrellas seleccionadas en el campo de estos cúmulos con el objetivo de realizar su clasificación espectral. La combinación de estos datos permitió el cálculo de las distancias a estas estrellas y el análisis de los tres candidatos a cúmulos abiertos seleccionados.

Abstract / We present a photometric study of three candidates for open clusters detected in the infrared using photometry *UBVIJHK* from 2MASS and *Spitzer* in cases where we find data. Spectral types were obtained from some stars selected in the field of these clusters in order to perform their spectral classification. The combination of these data allowed the calculation of the distances to these stars and the analysis of the three candidates to open clusters selected.

Keywords / Galaxy: open clusters and associations: general — Galaxy: structure

1. Introducción

En este trabajo estudiamos tres candidatos a cúmulos abiertos listados en el catálogo de (Dutra et al., 2003): [DBS2003]6 ($\alpha_{2000} = 07 : 29 : 59$ $\delta_{2000} = -19 : 06 : 00$), [DBS2003]47 ($\alpha_{2000} = 10 : 15 : 35$ $\delta_{2000} = -60 : 18 : 30$) y [DBS2003]116 ($\alpha_{2000} = 17 : 09 : 34$ $\delta_{2000} = -41 : 36 : 00$). Este catálogo incluye objetos detectados en el infrarrojo. El objetivo de nuestro estudio es corroborar la naturaleza de estos objetos y determinar sus parámetros fundamentales, combinando los datos existentes con nuestras observaciones espectroscópicas y fotométricas en los filtros *UBVI*. Las observaciones en estos filtros permiten determinar los excesos de color $E(U - B)$ y $E(B - V)$ y obtener con ellos una cota mínima del enrojecimiento en la región. Esto conduce a obtener una mejor estimación de la distancia a estos objetos.

2. Observaciones

Las imágenes CCD *UBVI* se obtuvieron utilizando el telescopio de 2.15 m * con el CCD Roper 1300B. Estas observaciones fueron complementadas con datos *JHK* provenientes del catálogo 2MASS y datos obtenidos por *Spitzer* en el caso de [DBS2003]116. Para las observaciones espectroscópicas se utilizó el REOSC en modo simple para obtener espectros de algunas estrellas seleccionadas en el campo de los cúmulos [DBS2003]6 y [DBS2003]47. Todas las observaciones (imágenes y es-

pectros) fueron realizadas en Marzo de 2013 en CAS-LEO.

3. Análisis de la región

Para el estudio fotométrico de estos objetos se construyeron los diagramas color-magnitud (ver Fig. 1) y color-color (ver Fig. 2) en las distintas bandas fotométricas disponibles. El uso de los filtros *UBV* nos permite construir los diagramas $U - B$ vs $B - V$ para todos los posibles cúmulos tal como se muestra en la Fig. 2 y lograr mediante ellos una estimación precisa del $E(B - V)$. Una vez determinado el exceso de color, el ajuste de la secuencia principal de edad cero (ZAMS, por sus siglas en inglés; Aller et al., 1982) nos permitió calcular la distancia a estos grupos. Adicionalmente, para las estrellas con clasificación espectral se obtuvieron sus distancias individuales mediante la determinación de sus paralajes espectroscópicas, las cuales se encuentran indicadas en la Tabla 1.

En las Figs. 1 y 2 se observa que no es evidente la presencia de una secuencia principal sobre la cual realizar el ajuste de la ZAMS para el objeto [DBS2003]6. Se ha obtenido la clasificación espectral de ocho estrellas en el campo de este objeto, de las cuales se identificaron dos estrellas de tipo espectral B1 V ubicadas a ~ 4 kpc. Debemos considerar que se puede cometer un error de un subtipo al realizar la clasificación espectral, lo cual combinado con el exceso de color individual para cada uno de ellas, nos produce un error de aproximadamente 1000 pc en la determinación de sus distancias. El resto de las estrellas son del tipo espectral tardío, mayormente gigantes, y que se encuentran a menor distancia. La

* Complejo Astronómico El Leoncito operated under agreement between the Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina and the National Universities of La Plata, Córdoba and San Juan

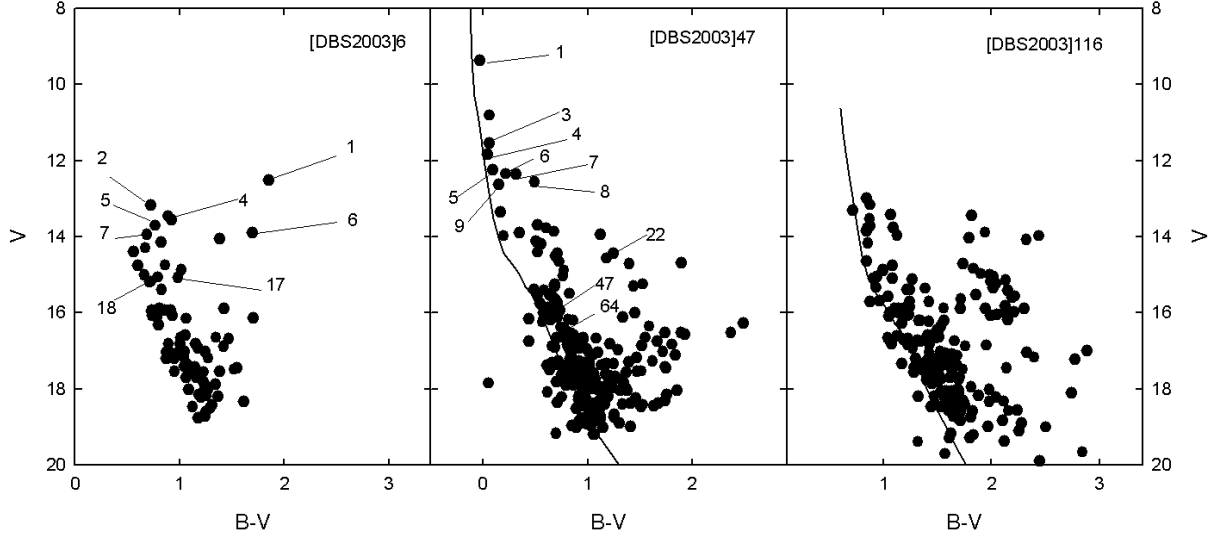


Figura 1: Diagramas color-magnitud V vs $B - V$ de los candidatos a cúmulos abiertos [DBS2003]6, [DBS2003]47 y [DBS2003]116. La línea continua en [DBS2003]47 y [DBS2003]116 representa la posición de la ZAMS ajustada a cada objeto.

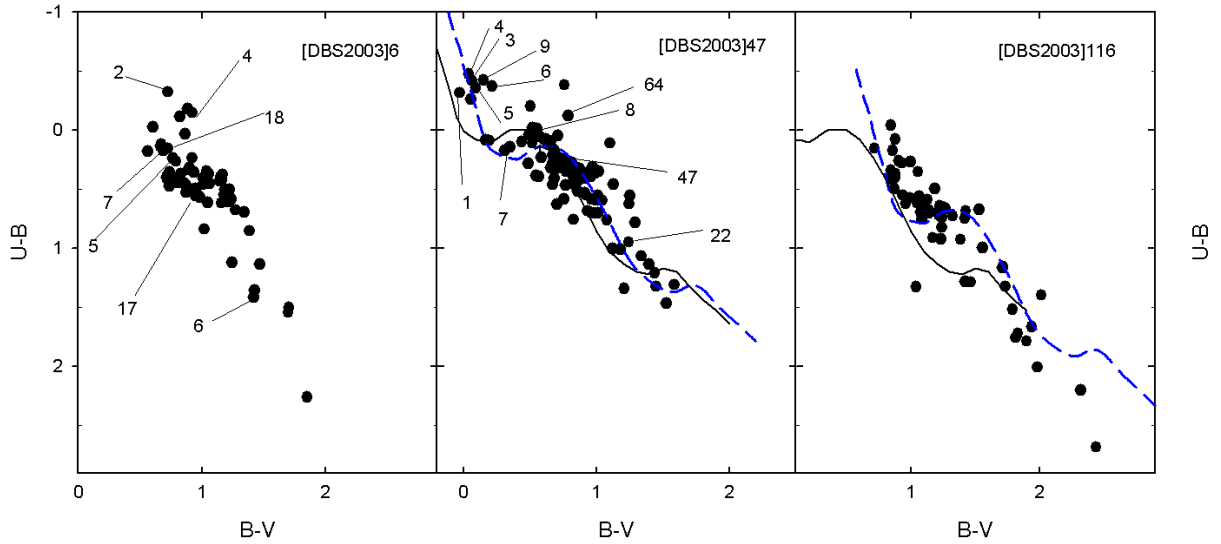


Figura 2: Diagrama color-color $U - B$ vs $B - V$ de los candidatos a cúmulos abiertos [DBS2003]6, [DBS2003]47 y [DBS2003]116. Las líneas continuas en [DBS2003]47 y [DBS2003]116 representan la ZAMS en su posición intrínseca y las líneas a trazos las desplazadas de acuerdo al enrojecimiento ajustado.

combinación del análisis espectroscópico y fotométrico nos permite concluir que el conjunto no constituiría un cúmulo abierto.

En el cúmulo [DBS2003]47 se realizó un ajuste de la ZAMS en los diagramas $U - B$ vs $B - V$ y V vs $B - V$, lográndose el mejor ajuste para un exceso de color $E(B-V)=0.2\pm0.05$ y una distancia de 2800 ± 300 pc. Adicionalmente, se obtuvieron espectros de once estrellas en el campo de este cúmulo, cuyas distancias espectrofotométricas se indican en la Tabla 1. Si se tienen en cuenta los errores involucrados en el cálculo de las

distancias, se observa que las estrellas #3, #4, #6, #7 y #47 poseen una distancia similar a la determinada fotométricamente, por lo que pueden utilizarse para delinear una secuencia principal del cúmulo cuyo exceso y distancia coinciden con los determinados fotométricamente.

Los diagramas fotométricos del objeto [DBS2003]116 permiten determinar un $E(B-V)=0.9\pm0.1$ y una distancia de 1600 ± 100 pc. Estos resultados difieren de los obtenidos por Dutra et al. (2003), debido probablemente a que en nuestro trabajo contamos con datos UBV , lo

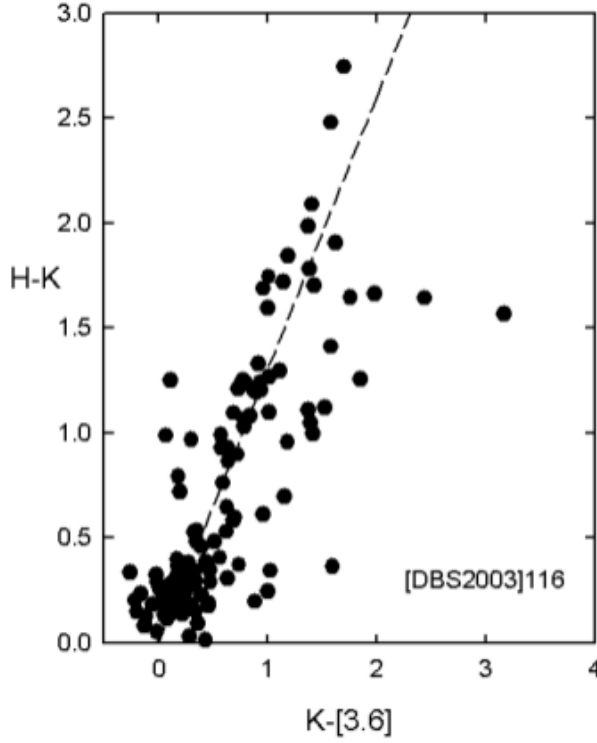


Figura 3: Diagrama color-color $H - K$ vs $K - [3.6]$ de [DBS2003]116. La línea de trazos posee una pendiente de 1.3, y representa el vector de enrojecimiento debido a la extinción interestelar (Tapia, 1981).

cual nos permitió realizar una mejor determinación del $E(B - V)$ y por lo tanto de la distancia. Para este cúmulo se han correlacionado las observaciones del catálogo 2MASS con las observaciones obtenidas con el telescopio *Spitzer*. De esta manera ha sido posible construir el diagrama color-color $H - K$ vs $K - [3.6]$ para la región, tal como se muestra en la Fig. 3. En esta figura se pueden identificar estrellas con exceso en el infrarrojo a partir de su ubicación con respecto a la línea de enrojecimiento interestelar $E(H - K) = 1.3E(K - 3.6)$, algunas de las cuales cumplen el criterio de color dado para el IRAC (Infrared Array Camera on the *Spitzer Space Telescope*), es decir, $[3.6] - [4.5] \geq 0.8$ o $[5.8] - [8.0] \geq 1.1$ y $[3.6] - [4.5] \geq 0.4$, por lo cual son posibles candidatos a ser objetos estelares jóvenes (YSOs) de Clase I/0 (Snider, 2008).

4. Conclusiones

Se han estudiado mediante fotometría multicolor y espectroscopía de algunas estrellas brillantes los objetos [DBS2003]6, [DBS2003]47 y [DBS2003]116, obteniéndose una nueva determinación de sus parámetros fundamentales.

La combinación del análisis espectroscópico y fotométrico para [DBS2003]6 nos permite concluir que el conjunto no constituiría un cúmulo abierto.

En relación a [DBS2003]47 se ha determinado fotométricamente un exceso de $E(B - V) = 0.2 \pm 0.05$ y una distancia $d = 2800 \pm 300$ pc. Se clasificaron spectral-

Tabla 1: Distancias obtenidas para las estrellas observadas espectroscópicamente en los campos de [DBS2003]47 y [DBS2003]6.

[DBS2003]47			[DBS2003]6		
Nro.	d [pc]	TE	Nro.	d [pc]	TE
1	1162 ± 200	B8 III	1	603 ± 20	G8 III
3	2540 ± 250	B5 V	2	4593 ± 1000	B1 V
4	3003 ± 300	B5 V	4	4164 ± 1000	B1 V
5	5333 ± 500	B5 III	5	1290 ± 200	F6IV-III
6	2950 ± 300	B5 V	6	1413 ± 40	G8 III
7	2702 ± 500	B6p	7	647 ± 50	G2 V
8	604 ± 100	F5 V	17	1823 ± 250	G4 IV
9	3702 ± 400	B5 V	18	2704 ± 400	F6 IV-III
22	3477 ± 500	G8 III			
47	2788 ± 300	F8 III			
64	1604 ± 250	G5 V			

mente once estrellas de la región, observándose que las estrellas #3, #4, #6, #7 y #47 poseen una distancia similar a la determinada fotométricamente, por lo que pueden utilizarse para delinear una secuencia principal del cúmulo.

Para el objeto [DBS2003]116 se obtuvo fotométricamente un exceso de $E(B - V) = 0.9 \pm 0.1$ y una distancia $d = 1600 \pm 100$ pc. Estos resultados difieren con los obtenidos por Dutra et al. (2003), probablemente la discrepancia se basa en el hecho de que para nuestro trabajo contamos con datos *UBV*, lo que nos llevó a una mejor determinación del exceso y por consiguiente de la distancia. Se ha analizado la posible existencia de objetos YSOs utilizando la correlación entre los datos 2MASS y los datos provenientes de *Spitzer*, identificándose posibles candidatos.

Referencias

- Aller L. H., et al., eds., 1982, Landolt-Börnstein: Numerical Data and Functional Relationships - New Series " Group 6 Astronomy and Astrophysics Volume 2: Astronomy and Astrophysics"
- Dutra C. M., et al., 2003, A&A, 400, 533
- Snider K., 2008, PhD thesis, Arizona State University
- Tapia M., 1981, MNRAS, 197, 949



Estudio espectral integrado de cúmulos abiertos: un nuevo template de edad intermedia

J.J. Clariá^{1,2}, A.V. Ahumada^{1,2}, E. Bica³, D.B. Pavani³, M.C. Parisi^{1,2}

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

³ Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Brasil

Contacto / claria@oac.unc.edu.ar

Resumen / En base a espectros integrados obtenidos en el CASLEO (San Juan, Argentina) para ocho cúmulos abiertos de pequeño diámetro angular y la región central de un cúmulo extendido, determinamos sus edades y excesos de color $E(B - V)$. La información espectroscópica presenta en general buen acuerdo con la inferida por otros autores a partir de estudios fotométricos. En algunos casos, sin embargo, encontramos diferencias considerables entre nuestros resultados y los derivados por otros autores. Los espectros obtenidos complementan nuestra base de espectros de cúmulos, lo que permite ampliar y mejorar la librería de espectros *templates* de metalicidad solar actualmente existente. En este trabajo hemos definido un nuevo *template* de metalicidad solar de 2000 ± 1000 millones de años.

Abstract / Based on integrated spectra obtained at CASLEO (San Juan, Argentina) for eight small angular diameter open clusters and for the central region of an extended cluster, we determine their ages and $E(B - V)$ colour excesses. In general terms, the spectroscopic information shows good agreement with that inferred by other authors from photometric studies. In some cases, however, we find considerable differences between our results and those derived by other authors. The obtained spectra complement our previous cluster spectrum sample in an effort to widen and improve the currently existing library of solar metallicity template spectra. In this work we have defined a new solar metallicity template of 2 ± 1 Gyr.

Keywords / Galaxy: open clusters and associations: individual: Ruprecht 158, BH 92, Collinder 249, Harvard 5, Hogg 14, NGC 4463, ESO 065-SC07, Pismis 23, Ruprecht 122

1. Introducción

Los cúmulos abiertos (CAs) son excelentes objetos de prueba para una variedad de aplicaciones astrofísicas. En particular, el estudio de CAs proyectados en dirección al centro Galáctico es importante porque permite trazar la estructura y la evolución del disco Galáctico interior. Si bien los parámetros fundamentales de los CAs han sido mayoritariamente determinados en base a diagramas color-magnitud (e.g., Dias et al., 2002), la espectroscopía integrada ha mostrado ser una valiosa herramienta para estudiar cúmulos estelares en general no sólo en nuestra Galaxia (e.g., Ahumada et al., 2007) sino también en las Nubes de Magallanes (e.g., Minniti et al., 2014) e incluso en galaxias distantes (e.g., Colucci et al., 2017). En particular, los CAs de pequeño diámetro angular permiten obtener información espectroscópica integrada independiente sobre sus enrojecimientos, edades y, en algunos casos, también sobre sus metalicidades (e.g., Ahumada et al., 2000).

2. Observaciones espectroscópicas

Como parte de un programa sistemático de observaciones espectroscópicas integradas de CAs de pequeño diámetro angular, hemos seleccionado ocho objetos compactos relativamente poco estudiados, ubicados a ba-

jas latitudes galácticas ($|b| < 9^\circ$) entre 260° y 345° de longitud galáctica, a saber: Ruprecht 158, BH 92, Harvard 5, Hogg 14, NGC 4463, ESO 065-SC7, Pismis 23 y Ruprecht 122. Seleccionamos además un cúmulo extendido (Collinder 249) con el propósito de observar sólo su parte central. Usando el espectrógrafo REOSC y un CCD de 1024×1024 píxeles adosado al telescopio “Jorge Sahade” de 2.15 m del Complejo Astronómico El Leoncito (CASLEO, San Juan), obtuvimos espectros integrados de los objetos seleccionados. La técnica de observación ha sido descrita en detalle en otros trabajos (e.g., Ahumada et al., 2016). Los espectros fueron reducidos y calibrados en flujo usando distintas tareas de IRAF, los cuales, luego de combinar los correspondientes a cada CA, se presentan en la Fig. 1.

3. Determinaciones de enrojecimiento y edad

Realizamos una primera estimación de la edad de cada cúmulo a partir de los anchos equivalentes (AEs) medidos en las cuatro primeras líneas de Balmer en absorción, interpolándolos en la calibración de edad de Bica & Alloin (1986). Esta estimación es independiente del enrojecimiento interestelar. El siguiente paso consistió en elegir, entre los *templates* de metalicidad solar de Piatti et al. (2002) y de Ahumada et al. (2007),

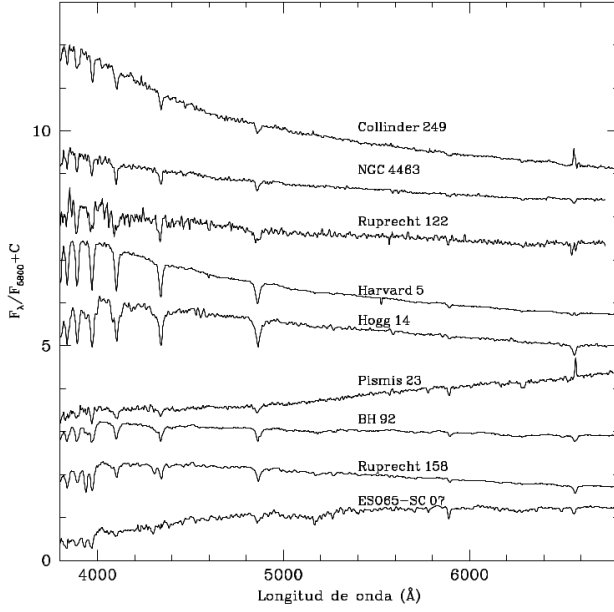


Figura 1: Espectros observados de los nueve CAs.

aquel que mejor ajusta el continuo y las líneas de absorción del espectro observado, corregido por enrojecimiento de acuerdo a la ley de Seaton (1979). Dicho ajuste lo realizamos aplicando el software denominado FISA (Benítez-Llambay et al., 2012). En algunos casos realizamos extracciones individuales de espectros de estrellas comparativamente brillantes del campo (BH 92, Harvard 5, Hogg 14, ESO 065-SC7 y Ruprecht 122) y los analizamos por separado.

4. Resultados

4.1. Cúmulos jóvenes

Collinder 249, del que sólo observamos la parte central, resultó ser el más joven de la muestra. En efecto, el *template* Ya1 de tan sólo 2–4 millones de años resultó ser el que mejor ajusta el espectro integrado, previa corrección de este último por $E(B - V) = 0.55$ (ver Tabla 1). Estos resultados son compatibles con los derivados por Baume et al. (2014).

NGC 4463, el CA más estudiado de esta muestra, fue observado para disponer de un objeto de control. Los parámetros que obtuvimos a partir del ajuste con dos diferentes *templates* (Tabla 1), resultaron similares a los determinados tanto por Bukowiecki et al. (2011) como por Delgado et al. (2011).

El estudio de Ruprecht 122, ubicado a sólo 15° del centro Galáctico, es interesante debido a que Bukowiecki et al. (2011) y Kharchenko et al. (2013) han obtenido resultados llamativamente diferentes, pese a que ambos grupos se han basado en datos del 2MASS. Si bien el espectro de este cúmulo tiene una razón señal-ruido más bien baja (Fig. 1), el mismo muestra características típicas de un cúmulo joven. Los AEs de las líneas de Balmer sugieren una edad entre 10 y 50 millones de años, mientras que el mejor ajuste lo obtenemos con el *template* Yd

Tabla 1: Parámetros adoptados para la muestra.

Objeto	$E(B - V)$ (mag)	Edad ($\times 10^6$ años)
Collinder 249	0.55 ± 0.10	3 ± 1
NGC 4463	0.43 ± 0.03	19 ± 10
Ruprecht 122	0.40 ± 0.05	40 ± 20
Harvard 5	0.19 ± 0.05	200 ± 100
Hogg 14	0.22 ± 0.05	250 ± 100
Pismis 23	1.05 ± 0.50	360 ± 150
BH 92	0.28 ± 0.05	400 ± 200
Ruprecht 158	0.00 ± 0.05	1000 ± 500
ESO 065-SC07	0.34 ± 0.05	2200 ± 1000

de 40 millones de años, previa corrección por $E(B - V) = 0.45$. Los parámetros derivados en este trabajo para Ruprecht 122 (Tabla 1) muestran un excelente acuerdo con los reportados por Kharchenko et al. (2013), quienes determinaron un exceso de color $E(B - V) = 0.42$ y una edad de 40 millones de años.

4.2. Cúmulos moderadamente jóvenes

En BH 92, los AEs de las líneas de Balmer sugieren una edad claramente menor que 1000 millones de años. El espectro integrado, corregido por $E(B - V) = 0.20$, se asemeja bastante al *template* Yg (200–350 millones de años), en tanto que si el espectro integrado se corrige por $E(B - V) = 0.35$, la comparación con el *template* Yh (500 millones de años) es también muy buena. Los valores adoptados en este trabajo (Tabla 1) demuestran que BH 92 es ligeramente más joven que lo estimado por Kharchenko et al. (2013) (800 millones de años), aunque claramente más viejo que lo determinado por Bukowiecki et al. (2011) (56 millones de años).

Harvard 5, conocido también como Cr 258 (Collinder, 1931), evidencia la presencia de estrellas muy brillantes entre sus miembros. Ha sido estudiado por Kharchenko et al. (2013), quienes determinaron una edad de 224 millones de años y un $E(B - V) = 0.21$, ambos resultados similares a los que encontramos nosotros al comparar el espectro corregido por enrojecimiento con el *template* Yg, combinado con el espectro de una estrella temprana de clase de luminosidad III (Tabla 1).

Hogg 14 fue estudiado fotoeléctricamente por Moffat & Vogt (1973), quienes determinaron un exceso de color $E(B - V) = 0.28$. Este valor concuerda con el que encontramos al comparar el espectro integrado corregido por enrojecimiento con el *template* Yg (Tabla 1).

En Pismis 23, los AEs de las líneas de Balmer indican una edad entre 100 y 500 millones de años, mientras que el espectro integrado corregido por $E(B - V) = 1.05$ se asemeja al mencionado *template* Yg. La edad adoptada para Pismis 23 muestra buen acuerdo con determinaciones previas (ver, e.g., Piatti & Clariá, 2002).

4.3. Cúmulos de edad intermedia

Si bien algunos autores (e.g., Vázquez et al., 2010) sugirieron que Ruprecht 158 podría no ser un CA sino más bien una fluctuación al azar de la densidad estelar del

campo en esa región, Bukowiecki et al. (2011) y Kharchenko et al. (2013) determinaron los parámetros para este objeto. Si efectivamente Ruprecht 158 es un cúmulo genuino, nuestros resultados indican que sería de edad intermedia, prácticamente no estaría enrojecido, y su edad sería algo menor que la estimada por ambos trabajos (Tabla 1).

En el caso de ESO 065-SC07, comparamos su espectro con dos *templates* de edad intermedia. Primero corregimos el espectro integrado por $E(B-V) = 0.43$ y lo comparamos con el *template* Ia (1000 millones de años) y luego corregimos el espectro integrado por $E(B-V) = 0.25$ y el *template* escogido fue el Ib (3000-4000 millones de años). Los parámetros adoptados son similares a los indicados por Kharchenko et al. (2013) (Tabla 1).

5. Nuevo *template*

Las bases de espectros *templates* de metalicidad solar actualmente disponibles para la dispersión utilizada en este trabajo ($3.5 \text{ \AA pixel}^{-1}$) necesitan ser mejoradas en su resolución temporal, particularmente para edades intermedias. En este trabajo presentamos un nuevo *template* de edad intermedia que representaría poblaciones estelares de metalicidad solar de alrededor 2000 millones de años, y que complementa la base de Piatti et al. (2002). En efecto, al determinar los parámetros de ESO 065-SC07, fue necesario, como se mencionó en la sección anterior, utilizar los *templates* Ia e Ib. Encontramos así que el espectro integrado corregido por diferentes enrojecimientos resultaba más viejo que el *template* Ia pero más joven que el Ib. En consecuencia, la edad de ESO 065-SC07 debería ser intermedia entre la de ambos *templates*. Por otra parte, la edad y el enrojecimiento determinados por K13 para este CA son 2500 millones años y $E(B-V) = 0.29$, respectivamente, valores éstos similares a los adoptados en este trabajo. Por lo expresado, introducimos ahora el *template* Iab de 2000 ± 1000 millones de años. En la Fig. 2 mostramos los tres *templates* de metalicidad solar y edad intermedia actualmente disponibles. Nótese las pequeñas pero visibles diferencias entre las principales características del nuevo *template* Iab y las de los *templates* Ia y Ib de Piatti et al. (2002), particularmente la distribución del continuo, el salto de Balmer y la profundidad de las líneas de Balmer.

Agradecimientos: AVA; DBP Y MCP: astrónomos visitantes, Complejo Astronómico El Leoncito (San Juan), operado bajo acuerdo entre el Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas de la República Argentina y las Universidades Nacionales de La Plata, Córdoba y San Juan.

Referencias

- Ahumada A. V., et al., 2000, A&AS, 141, 79
 Ahumada A. V., Clariá J. J., Bica E., 2007, A&A, 473, 437
 Ahumada A. V., et al., 2016, PASP, 128, 094101
 Baume G., et al., 2014, MNRAS, 443, 411
 Benítez-Llambay A., Clariá J. J., Piatti A. E., 2012, PASP, 124, 173
 Bica E., Alloin D., 1986, A&AS, 66, 171

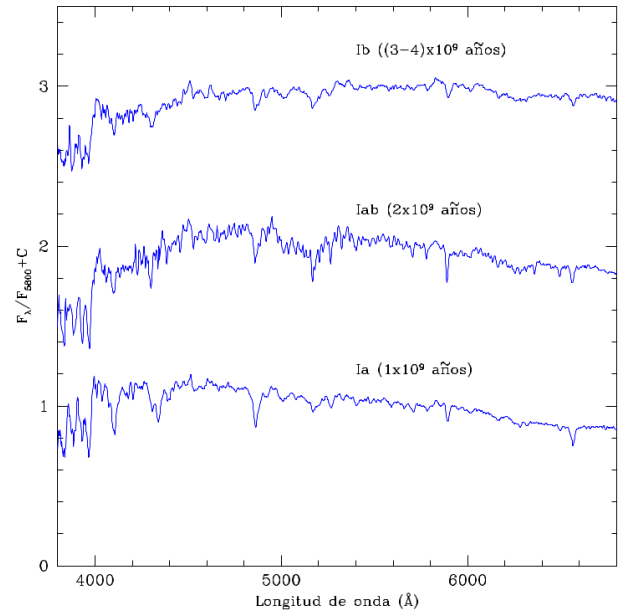


Figura 2: Los *templates* de edad intermedia Ia e Ib y el nuevo *template* Iab (centro).

- Bukowiecki L., et al., 2011, Acta Astronomica, 61, 231
 Collinder P., 1931, Annals of the Observatory of Lund, 2, B1
 Colucci J. E., Bernstein R. A., McWilliam A., 2017, ApJ, 834, 105
 Delgado A. J., Alfaro E. J., Yun J. L., 2011, A&A, 531, A141
 Dias W. S., et al., 2002, A&A, 389, 871
 Kharchenko N. V., et al., 2013, A&A, 558, A53
 Minniti J. H., et al., 2014, A&A, 565, A49
 Moffat A. F. J., Vogt N., 1973, A&AS, 10, 135
 Piatti A. E., Clariá J. J., 2002, A&A, 388, 179
 Piatti A. E., et al., 2002, MNRAS, 335, 233
 Seaton M. J., 1979, MNRAS, 187, 73P
 Vázquez R. A., et al., 2010, A&A, 511, A38



Estudios demográficos de discos protoplanetarios en la era de ALMA

L. Cieza¹

¹ *Universidad Diego Portales, Núcleo de Astronomía, Chile*

Contacto / lucas.cieza@mail.udp.cl

Resumen / Observaciones recientes con ALMA (*the Atacama Large Millimeter Array*) han revolucionando nuestra visión de la evolución de los discos protoplanetarios y la formación de planetas. Sin embargo, los estudios de alta resolución hasta ahora han estado muy sesgados hacia los sistemas más brillantes, que claramente no son representativos de toda la población de discos. Dado que las estadísticas actuales sobre planetas extrasolares implican que la mayoría de los discos circunestelares deberían formar planetas (grandes o pequeños), es importante investigar la distribución completa de las propiedades de los discos presentes en las regiones de formación estelar. Esta contribución discute estudios recientes de ALMA con un enfoque en datos demográficos de discos protoplanetarios y las restricciones que proporcionan sobre la evolución de discos y las teorías de la formación de planetas.

Abstract / Recent observations from the Atacama Large Millimeter Array (ALMA) are revolutionizing our view of disk evolution and planet formation. However, high-resolution studies have so far been very biased toward the brightest systems, which are clearly not representative of the entire disk population. Since current statistics on extrasolar planets imply that most circumstellar disks should form planets (big or small), it is important to investigate the full distribution of disk properties present in star-forming regions. This contribution reviews recent ALMA studies with a focus on disk demographics and the constraints they provide on disk evolution and planet formation theory.

Keywords / editorials, notices — ISM: clouds — stars: early-type

1. Introducción

Las primeras observaciones científicas de discos protoplanetarios a alta resolución del observatorio ALMA (*the Atacama Large Millimeter-submillimeter Array*) han producido resultados transformacionales que han recibido gran atención de la comunidad astronómica y el público en general (ver Fig 1; ALMA Partnership et al. 2015; Andrews et al. 2016; Cieza et al. 2016; Isella et al. 2016; Pérez et al. 2016; Kataoka et al. 2016). Sin embargo, los estudios submilimétricos detallados tienden a enfocarse en fuentes particularmente brillantes ($F_{mm} \gtrsim 100$ mJy) y por lo tanto están sumamente sesgados hacia discos masivos alrededor de estrellas relativamente masivas. Muchos de estos estudios se han centrado en “objetos de transición” previamente conocidos (por ejemplo, discos con surcos y cavidades interiores muy grandes). Si bien son muy importantes, tales objetos no son representativos del típico disco protoplanetario en una nube molecular. Por ejemplo, los discos de transición con cavidades grandes podrían estar relacionados con la formación de múltiples planetas gigantes (Owen et al., 2016), que son poco comunes según los estudios de planetas extrasolares. Los sistemas planetarios con planetas de baja masa son mucho más comunes. En particular, Gaidos et al. (2016) estiman que las estrellas enanas del tipo M, el tipo más común en la Galaxia, hospedan en promedio 2.2 ± 0.3 planetas con radios de $1-4 R_{\oplus}$ y períodos orbitales de menos de 180 días.

En general, la alta incidencia de planetas extrasolares (Howard, 2013; Burke et al., 2015) implica que la mayoría de los discos circunestelares que vemos en la Galaxia deben formar sistemas planetarios. El estudio de la estructura y la evolución de poblaciones completas de discos protoplanetarios puede, por lo tanto, imponer restricciones importantes a las condiciones, escalas de tiempo y mecanismos asociados con el proceso de formación de planetas. A continuación se discuten algunos resultados recientes del observatorio ALMA enfocados en la demografía de discos en distintas etapas de evolución. En la Sección 2., se resumen algunos trabajos sobre estrellas muy jóvenes con acreción variable conocidos como objetos FUor and EXor, mientras que en la Sección 3., se discuten estudios demográficos en las regiones de formación estelar más cercanas donde la mayoría de los discos pueden ser espacialmente resueltos. En la Sección 4., se abordan resultados de cúmulos estelares de distintas edades con los cuales es posible trazar la evolución de los discos protoplanetarios hasta el momento de su dispersión, y finalmente, en la Sección 5., se presentan las conclusiones generales.

2. Estrellas jóvenes del tipo FUor and EXor

Para formar una estrella de $1 M_{\odot}$ en un millón de años es necesario acretar material a una tasa *promedio* de $10^{-6} M_{\odot}/\text{año}$. Sin embargo, las luminosidades observadas en las poblaciones de protoestrellas en nubes moleculares

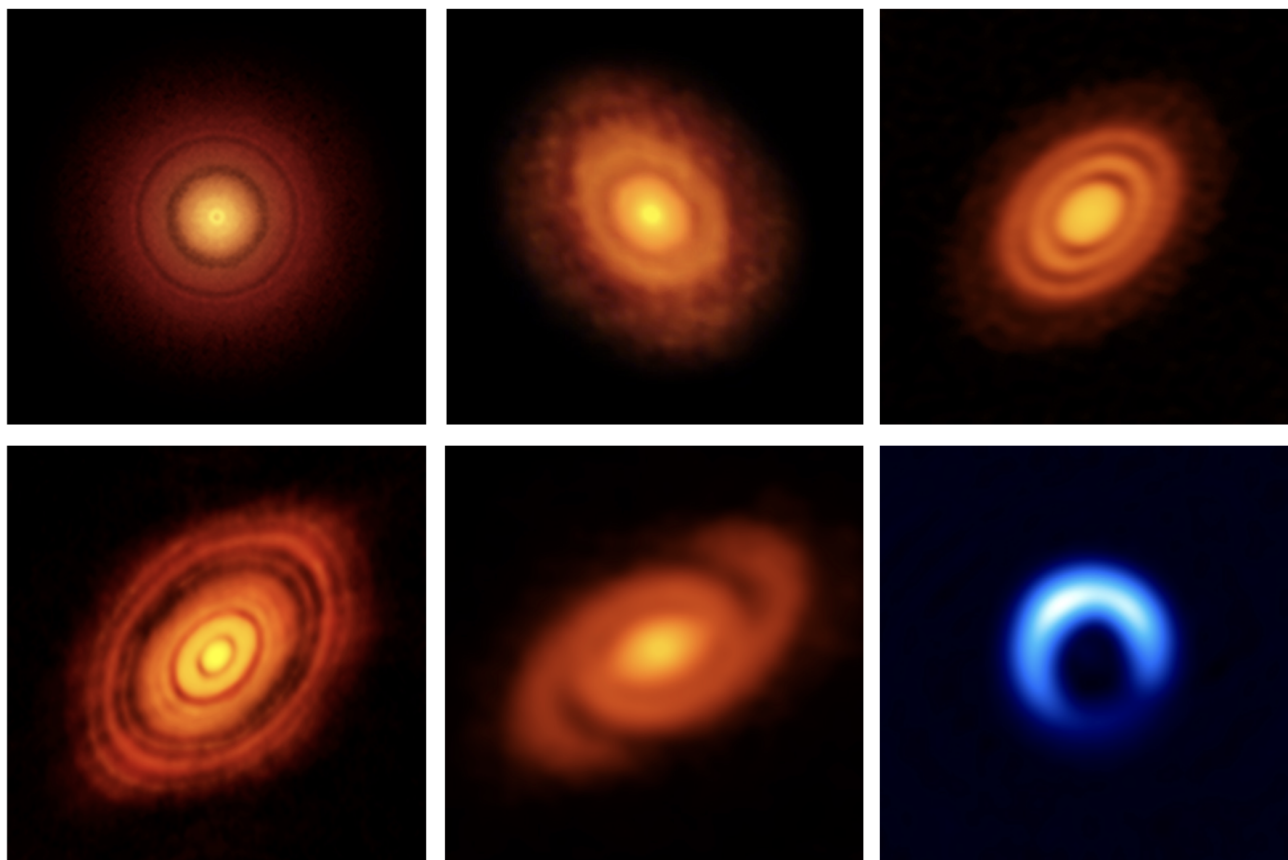


Figura 1: Galería de imágenes de discos protoplanetarios tomadas con ALMA a alta resolución ($\sim 0.03\text{--}0.05''$). De izquierda a derecha y arriba hacia abajo: TW Hya (Andrews et al. 2016), V883 Ori (Cieza et al. 2016), HD 163296 (Isella et al. 2016), HL Tau (ALMA Partnership et al. 2015), Elias 2-27 (Pérez et al. 2016), y HD 142527 (Kataoka et al. 2016). Creditos: S. Andrews, L. Cieza, A. Isella, A. Kataoka, B. Saxton (NRAO/AUI/NSF), y ALMA (ESO/NAOJ/NRAO). Figura tomada del sitio web <https://almascience.eso.org/alma-science/planet-forming-disks>.

cercanas son significativamente más bajas que la luminosidad esperada según esta tasa promedio de acreción. Esto fue descubierto por primera vez por Kenyon et al. (1990) y luego confirmado por los extensos relevamientos de protoestrellas llevados a cabo por el telescopio espacial *Spitzer* (Evans et al., 2009). Una solución para este “problema de luminosidad” es que los discos protoestelares acretan episódicamente, pasando la mayor parte de su tiempo evolutivo acretando lentamente con bajas luminosidades, pero experimentando explosiones de acreción rápida durante los cuales se acreta la mayor parte de la masa estelar. Este escenario de acreción episódica desafía el modelo tradicional de acreción estable y puede alterar significativamente nuestra comprensión de la formación de estrellas y planetas (Zhu et al., 2009; Dunham & Vorobyov, 2012; Cieza et al., 2016), la formación de binaria (Stamatellos et al. 2012), la dispersión de luminosidades en cúmulos estelares jóvenes (Baraffe et al., 2012; Hosokawa et al., 2011), la química de discos (Visser & Bergin, 2012) y de sus envolturas circundantes (Jorgensen et al., 2015). Comprender el origen de la acreción episódica en discos es por lo tanto crucial para las teorías de formación de estrellas y planetas. Los eventos de acreción episódica más extremos

en objetos estelares jóvenes son las explosiones del tipo FUor y EXor, llamados así por los prototipos FU Orionis y EX Lupi, respectivamente. Los objetos del tipo FUor aumentan repentinamente su luminosidad 5 magnitudes o más en un año (Herbig 1977) y permanecen brillantes durante décadas, aunque la mayoría de ellos se descubrieron cuando ya estaban en estado de alta luminosidad (es decir que no se ha visto el momento de la erupción) y por lo tanto han sido clasificados como objetos FUor en base a sus espectros. Los objetos EXor tienen erupciones de menor amplitud (2-3 magnitudes) y más corta duración (meses o años).

En la serie de papers de Ruiz-Rodríguez et al., (2017a; 2017b), Zurlo et al. (2017), Principe et al. (2018) y Cieza et al. (2018) se presentan los resultados de un relevamiento con ALMA a 1.3 mm de ocho fuentes con acreción episódica (tres objetos FUors, cuatro EXors y el objeto V1647 Ori, en el límite de ambas clases) en Orion, estudiándolos como una muestra completa para establecer diferencias y similitudes entre los dos tipos de objetos.

Pese al pequeño tamaño de la muestra, estos trabajos han producido resultados muy interesantes respecto a la población de objetos del tipo FUor y EXor. En pri-

mer lugar, los objetos FUor suelen mostrar discos con grandes vientos que son detectados en las líneas moleculares de CO (ver Fig. 2). Los vientos del disco juegan un papel fundamental en la formación y evolución de las estrellas y los discos protoplanetarios ya que permiten eliminar el exceso del momento angular del disco, haciendo que el material caiga hacia la estrella y sea acretado por ésta. A su vez, el disco circunestelar se sigue alimentando de la envoltura circundante. Estos vientos son además un mecanismo físico que conecta las escalas pequeñas y grandes del sistema (es decir, los discos con sus envolturas y el resto de la nube molecular) y eventualmente dispersan las envolturas circundantes, dando fin al traspaso de material de la nube al disco protoplanetario. Los objetos EXor carecen de estos vientos lo que sugieren que los objetos FUor representan una etapa más temprana en el proceso de evolución del disco que las fuentes EXor.

Por otro lado los flujos medidos a 1.3 mm (y las masas de los discos derivadas de estas mediciones) indican que los discos FUor son significativamente más brillantes y masivos que los discos observados en torno a los objetos EXor, lo cual también indica que estos últimos son objetos más evolucionados que los primeros. En particular, las masas de los discos inferidas para los objetos FUor están en el rango $\sim 0.1\text{--}0.6 M_{\odot}$, lo que implica que sus discos podrían ser susceptibles a inestabilidades gravitacionales e incluso a la fragmentación del disco. Este tipo de inestabilidades son un posible mecanismo para la formación de planetas gigantes que al migrar y caer hacia la estrella también podrían explicar las explosiones observadas en los objetos FUor. Por otro lado, las masas de los discos inferidas para los objetos EXor son mucho más bajas, $\lesssim 1\text{--}5 M_{JUP}$, por lo cual la acreción episódica observada deber ser producto de mecanismos distintos a las inestabilidades gravitacionales. Para una discusión detallada de los mecanismos que han sido propuestos para explicar el fenómeno de acreción episódica en objetos FUor and EXor, ver el artículo de Audard et al. (2014).

3. Discos resueltos en nubes moleculares cercanas

La resolución sin precedentes de ALMA y su sensibilidad proporciona, por primera vez, la oportunidad de estudiar muestras *completas* de discos a una resolución de menos de un segundo de arco en el régimen (sub)milimétrico, donde los discos se vuelven ópticamente delgados y las imágenes resueltas trazan la distribución espacial de la masa. En los últimos años, ALMA ha relevado muchas de las poblaciones de discos cercanos ($\lesssim 250$ pc): Ansdell et al. (2016) observaron 89 discos en Lupus, Barenfeld et al. (2016) estudiaron 106 objetos en la Asociación OB de Upper Scorpius, y Pascucci et al. (2016) investigaron 93 discos en la región de formación de estrellas Chamaeleon I. Del mismo modo, Ansdell et al. (2017) estudiaron 92 objetos en σ Ori y Cox et al. (2017) observó 49 sistemas en Ofiuc. En general, estos estudios incluyen los trazadores de gas (^{12}CO , ^{13}CO y/o C^{18}O) y el continuo para estudiar la emisión del polvo. Se ha encontrado una gran variedad en las masas de los

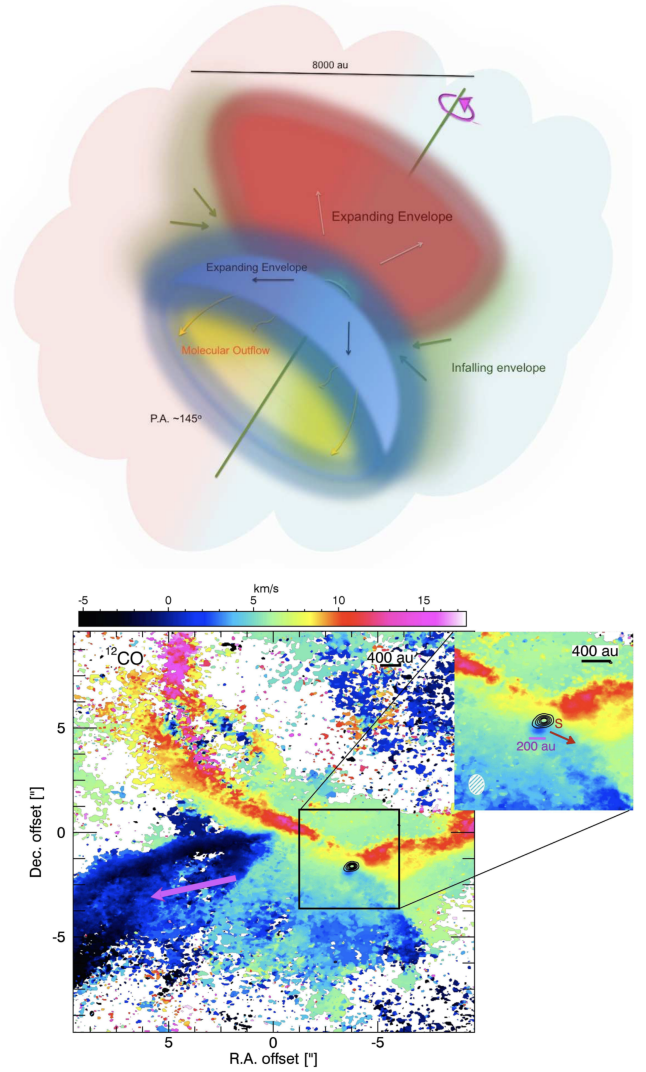


Figura 2: Panel superior: Diagrama de los diferentes componentes dinámicos y de flujo trazados por las líneas ^{12}CO , ^{13}CO y C^{18}O en HBC 494, un objeto FUor. La envoltura y los vientos están coloreadas con rojo para ilustrar la emisión desplazada hacia el rojo, mientras que el azul ilustra la emisión desplazada al azul. Panel inferior: Mapa del campo de velocidad del ^{12}CO en el rango de velocidad de -5.5 a 18 km/s. Los contornos negros muestran la emisión continua del disco alrededor de HBC 494. Figura tomada del trabajo de Ruiz-Rodríguez (2017a).

discos (< 1 a $\sim 100 M_{JUP}$) y al mismo tiempo una gran dependencia de la masa del disco en la masa estelar. También se observa una clara disminución general en la masa del disco con la edad estelar (ver Sección 4.); sin embargo, algunos discos no se detectan en longitudes de onda milimétricas a edades muy tempranas ($\lesssim 1$ Ma) mientras que algunos discos masivos todavía se ven en regiones más antiguas ($\gtrsim 5$ Ma).

En el estudio más extenso de este tipo y como parte del proyecto ODISEA (*the Ophiuchus Disk Survey Employing ALMA*), Cieza et al. (en preparación) presenta observaciones a 1.3 mm (230 GHz) de 147 discos pro-

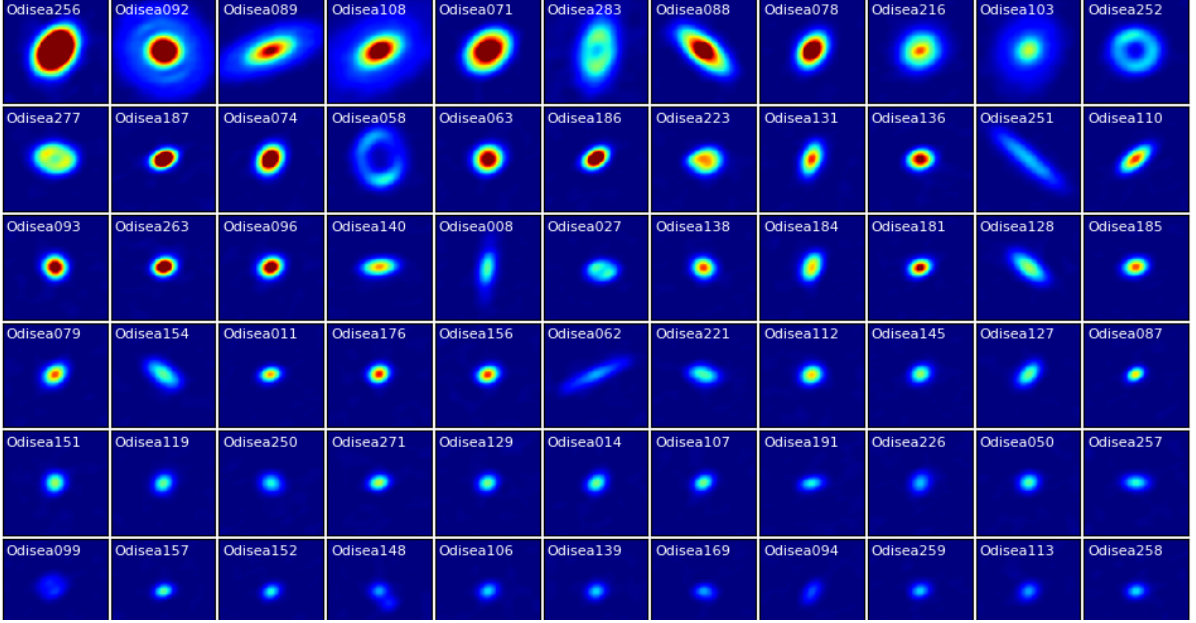


Figura 3: Galería de imágenes del proyecto ODISEA correspondiente a 66 discos espacialmente resueltos en 1.3 mm del continuo en la region de Ofiuco. Las imágenes tienen una resolución de 25 unidades astronómicas y muestran algunas estructuras tales como surcos y cavidades centrales, las cuales podrían ser generados por planetas gigantes en formación. Figura tomada del trabajo de Cieza et al. (en preparación).

toplanetarios en la nube molecular de Ofiuco con una resolución espacial de $0.2''$, correspondiente a 25 unidades astronómicas. Junto con la nube molecular de Tauro, Ofiuco ha sido una de las regiones mejor estudiadas en el régimen (sub)milimétrico antes de la puesta en funcionamiento de ALMA y ha jugado un papel central en nuestra comprensión de las poblaciones de discos protoplanetarios. Andrews & Williams (2007) presentaron observaciones submilimétricas (no interferométricas) para 48 fuentes de Ofiuco (resolución = $14''$ y ruido de ~ 5 mJy a $850 \mu\text{m}$). También compilaron mediciones a 1.3 mm para 99 objetos adicionales de la literatura (ruido de ~ 10 mJy), resultando en 64 objetos detectados con masas de discos estimadas entre 1 y $200 M_{JUP}$, en base a los cuales calcularon que, en promedio, la masa del disco representa el 1 % de la masa estelar. El trabajo de Cieza et al. (2010) presenta fotometría milimétrica para 26 “discos de transición” de Ofiuco (objetos con niveles reducidos de exceso infrarrojo con respecto a la mediana encontrada en estrellas T Tauri) con una sensibilidad de masa de disco de $\sim 1 M_{JUP}$. Se encontró que los objetos de transición con acreción activa tienden a tener discos que son muy brillantes en el régimen (sub)milimétrico, mientras que los objetos de transición que ya no acretan tienden a tener discos mucho más débiles que generalmente no son detectados a longitudes de onda (sub)milimétricas.

Andrews et al. (2009; 2010) usaron el observatorio SMA (*Submillimeter Array*) para obtener imágenes espacialmente resueltas de 17 de los discos más brillantes de Ofiuco ($75 > \text{mJy}$ a $850 \mu\text{m}$) con una resolución de $0.3''$ y encontraron que 4 de ellos tienen grandes cavi-

dades centrales. Más recientemente, Cox et al. (2017) usaron ALMA para observar 49 sistemas en Ofiuco a $870 \mu\text{m}$ con una resolución de $0.2''$, convirtiéndose en el relevamiento de imágenes resueltas de disco más grande en esta nube antes del proyecto ODISEA.

El proyecto ODISEA es un relevamiento del gas y del polvo en toda la población de discos (~ 300 objetos) identificados por el telescopio espacial *Spitzer* en la región de Ofiuco (Evans et al. 2009). Su objetivo general es producir un estudio demográfico completo e imparcial del disco en Ofiuco para investigar su evolución y el potencial de formación del planeta en toda la nube. Las observaciones de los primeros 147 objetos del proyecto muestran un total de 66 discos resueltos, para los cuales es posible determinar su masa, su tamaño y la distribución radial de la materia (ver Fig. 3). Muchos de estos objetos muestran estructuras como cavidades centrales y surcos. La mayoría de estas estructuras se observan en los discos más brillantes y masivos, consistente con la idea que estas estructuras son posibles indicaciones de la formación de planetas gigantes. Adicionalmente, se detectaron 44 objetos no resueltos, para los cuales solo es posible estimar la masa del disco y colocar una cota máxima a su tamaño (< 15 au en radio).

Adoptando las opacidades y temperaturas estándares para el polvo en el disco, es posible convertir la distribución de flujos observados a 1.3 mm en una distribución de masas de polvo en los discos. Para una discusión detallada de esta conversión y sus incertezas ver Williams & Cieza (2011). En base a estos cálculos, se observa que la mayoría de los discos en Ofiuco son suficientemente masivos para formar uno o más planetas

como la Tierra, mientras que solo una minoría de objetos contienen cantidades de polvo $>10 M_{\oplus}$, el material necesario para formar el núcleo de un planeta gigante como Júpiter. Estos resultados son consistentes con las estadísticas de planetas extra-solares encontrados en la Galaxia, los cuales indican que los planetas rocosos son mucho más comunes que los gigantes gaseosos (Howard, 2013; Burke et al., 2015; Gaidos et al. 2016). También se observa que la mayoría de los sistemas binarios muestran discos alrededor de uno solo de los componentes del sistema y que estos discos tienden a ser poco masivos y compactos, lo cual sugiere que el potencial de formación planetaria se encuentra severamente reducido en los sistemas binarios cercanos (separación <30 -50 au), como sugieren las observaciones de planetas extrasolares en este tipo de sistemas (Kraus et al. 2016).

4. Cúmulos estelares de distintas edades

El estudio de la evolución de los discos protoplanetarios en cúmulos estelares jóvenes es importante para comprender mejor cómo se forman los planetas. Estos cúmulos brindan la oportunidad de investigar las propiedades de los discos en grandes poblaciones que pueden ser consideradas de una edad razonablemente homogénea (aunque las dispersiones en las edades al interior de cada cúmulo pueden ser significativas). Las observaciones infrarrojas de los cúmulos estelares jóvenes (Hernandez et al., 2008) muestran que a una edad de 2-3 Ma, aproximadamente la mitad de los discos ya se han dispersado a través de diferentes procesos (acreción, fotoevaporación, y formación planetaria). Si bien existe una gran diversidad en las frecuencias planetarias, están surgiendo correlaciones entre las propiedades de los planetas y la masa de las estrellas centrales. En particular, los planetas gigantes son más comunes alrededor de las estrellas de mayor masa (1 - $2 M_{\odot}$, Johnson et al., 2010). Esta correlación probablemente sea el resultado de una correlación entre la masa del disco y la masa estelar al momento de la formación de planetas gigantes. En el modelo de acreción nucleada (Pollack et al., 1996), la formación de gigantes gaseosos se retrasa por la necesidad de formar un núcleo rocoso masivo ($\sim 10 M_{\oplus}$), lo cual podría demorar varios millones de años. Como resultado, la formación de planetas gigantes podría estar restringida a discos que son masivos y de vida relativamente larga. La determinación de las masas de discos es posible a través de observaciones milimétricas. Por lo tanto, las observaciones milimétricas y el análisis estadístico de grupos estelares jóvenes son clave para comprender los tipos de planetas que podrían formarse en diferentes tipos de discos, su número relativo y su dependencia en la masa estelar.

Regiones cercanas de formación de estrellas como Tauro (1-3 Ma), Lupus (1-3 Ma), Cha I (2-3 Ma), σ -Ori (3-5 Ma), y Escorpio (5-10 Ma) son los objetivos ideales para rastrear los patrones evolutivos porque las edades de estas poblaciones cubren la escala de tiempo de dispersión del disco. Esto nos permite investigar cómo las propiedades de los discos y su evolución se conectan a la población de planetas observados en el campo. Para explotar este potencial de observación, Andrews et

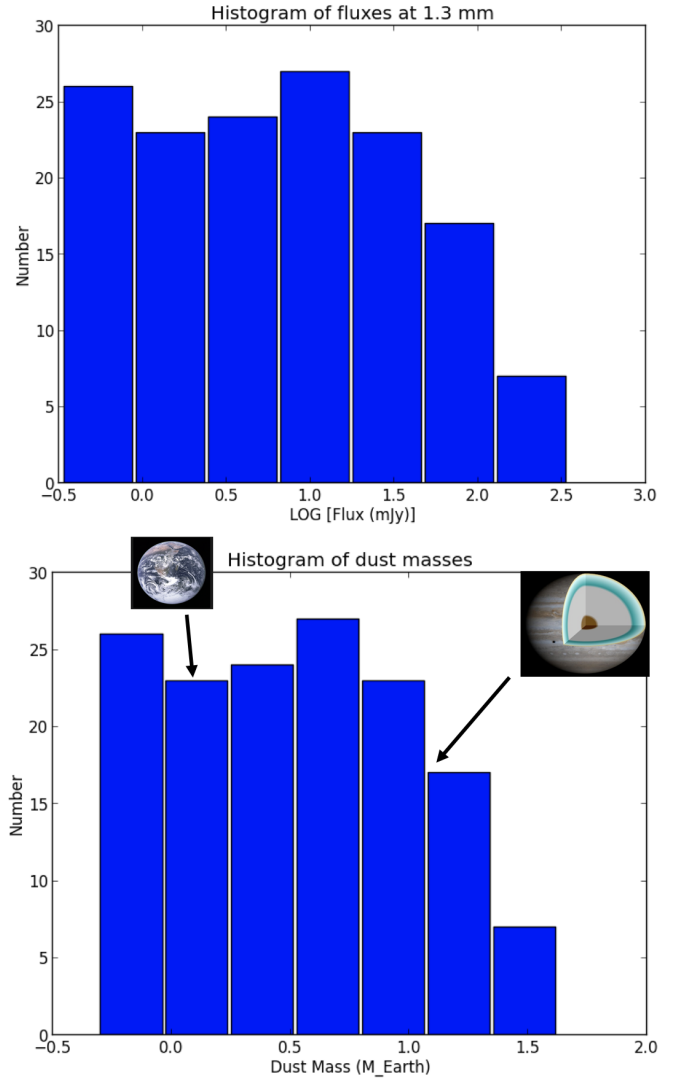


Figura 4: Panel superior: distribución del flujo de los discos en la región de Ofiuc. Panel inferior: distribución de masas de polvo en la misma muestra. La mayoría de los discos de Ofiuc son suficientemente masivos para formar uno o más planetas como la Tierra, mientras que solo una minoría de objetos contienen suficiente polvo para formar el núcleo de Júpiter, estimado en 10 masas terrestres. Figura tomada del trabajo de Cieza et al. (en preparación).

al. (2013) realizaron un relevamiento fotométrico con el SMA de los miembros de Clase II (discos ópticamente gruesos) en Tauro. Como resultado principal, mostraron una correlación entre la luminosidad a longitudes de onda milimétricas (L_{mm}) y la masa del objeto estelar central de la forma $L_{mm} \propto M^{1.5-2.0}$, que a su vez sugiere una relación lineal entre las masas del disco y de la estrella: $M_{polvo} \propto M_{\star}$. Varios estudios observacionales de mayor sensibilidad y resolución con ALMA agregan muestras adicionales en Lupus (1 - 3 Ma; Ansdell et al., 2016), Camaleón I (2 - 3 Ma; Pascucci et al., 2016), σ Ori (3 - 5 Ma, Ansdell et al., 2016), la asociación de estrellas OB en Escorpio (5 - 10 Ma; Barenfeld et al. 2016). Estos estudios nos permiten investigar las distribuciones de las masas de los discos en función de la edad

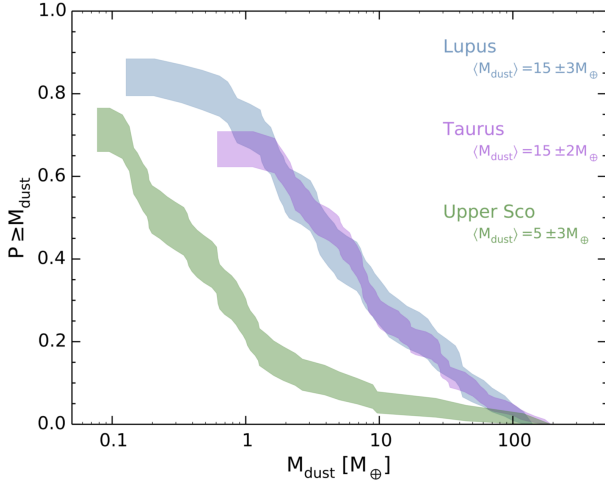


Figura 5: Distribuciones acumulativas de masa de polvo para los discos Lupus, Tauro y Escorpio alrededor de estrellas con $M_* > 0.1 M_\odot$. Las masas de polvo promedio para cada región se dan como referencia. Las distribuciones de Tauro y Lupus (ambas con una edad de 1-3 Ma) son estadísticamente indistinguibles mientras que los discos en Escorpio (edad ~ 5 -10 Ma) son sistemáticamente más débiles.

del cúmulo (ver Fig. 5).

Más recientemente, Ruiz-Rodríguez et al. (2018, enviado) observó 136 miembros de Clase II del cúmulo estelar joven IC 348 con ALMA a 1.3 mm, alcanzando una sensibilidad a la masa de polvo de $1.0 M_\oplus$ (3σ) y detectando un total de 40 discos. La tasa de detección es una función fuerte del tipo espectral, como se espera de la dependencia conocida de la masa del disco en la masa estelar. Un análisis de apilamiento (sumando todas las señales en la posición de los objetos) de los 96 discos que no fueron detectados individualmente arrojó una detección clara de 6σ de 0.14 mJy, lo que indica que estos discos tienen una masa de polvo típica de solo $0.3 M_\oplus$ (por debajo de la sensibilidad del estudio), aunque sus flujos infrarrojos permanecen ópticamente gruesos y muestran pocos signos de evolución. El cúmulo IC 348 tiene una edad intermedia de 2-3 Ma y marca la época en la cual la mitad de los discos ya se ha disipado (el 50 % de los miembros muestran excesos infrarrojos). Al comparar la distribución de luminosidad de los discos en IC 348 con aquellos que se encuentran en cúmulos un poco más jóvenes y antiguos se ve una clara evolución en las masas de polvo entre 1 y 5-10 Ma (ver Fig. 6). Comparados con IC 348 (2-3 Ma), los discos en Taurus, Lupus, y Cham (1-2 Ma) son más brillantes, mientras que los discos en Escorpio (5-10 Ma) son significativamente más débiles. En base a las estadísticas de planetas extrasolares (Gaidos et al., 2016; Howard et al., 2012; Burke et al., 2015), un grupo estelar como IC 348 con ~ 400 miembros dominados por estrellas de baja masa debería formar una muy pequeña fracción de sistemas (5 %) con planetas gigantes, lo que es consistente con la cantidad de discos con masas $> 1 M_{JUP}$ en el grupo y la presencia de discos de transición con cavidades centrales entre esta pequeña población. El resto de los miembros debería formar principalmente pequeños planetas roco-

sos, consumiendo la mayor parte del polvo primordial en 2-3 Ma (la edad del cúmulo).

5. Conclusiones

Si bien las imágenes espectaculares de discos a alta resolución tomadas por ALMA han recibido la mayor atención por parte de la comunidad en los últimos años, es importante tener en cuenta que la mayoría de estas imágenes corresponden al subconjunto de discos más brillantes en las nubes moleculares cercanas. Estos objetos son análogos a los jupiteres calientes en el área de los *extrasolar planets*: si bien estos fueron los primeros objetos en ser descubiertos y caracterizados, de ninguna manera son representativos de la población de planetas que se encuentran en la Galaxia. Gracias a la sensibilidad de ALMA, ahora es posible estudiar poblaciones enteras de discos protoplanetarios en las nubes moleculares más cercanas y de esta manera investigar la diversidad de sistemas planetarios en formación y cómo las propiedades de los discos dependen de las propiedades de sus estrellas (masa, edad, multiplicidad, etc.). A medida que avancen los estudios demográficos de discos protoplanetarios y planetas extrasolares será posible aumentar las conexiones entre los dos campos y eventualmente llegar a entender cómo las poblaciones de discos protoplanetarios son capaces de producir las poblaciones de planetas que habitan la Galaxia.

Agradecimientos: Se agradece a todos los miembros de los Comités Organizadores Local y Científico de la 60 Reunión de la A.A.A. por su activa participación que permitió llevar a cabo una exitosa reunión.

Referencias

- ALMA Partnership, Brogan, C. L., Pérez, L. M., et al. 2015, *ApJL*, 808, L3
- Andrews, S. M., & Williams, J. P. 2007, *ApJ*, 671, 1800
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2009, *ApJ*, 700, 1502
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Hughes, A. M., Qi, C., & Dullemond, C. P. 2010, *ApJ*, 723, 1241
- Andrews, S. M., Rosenfeld, K. A., Kraus, A. L., & Wilner, D. J. 2013, *ApJ*, 771, 129
- Andrews, S. M., Wilner, D. J., Zhu, Z., et al. 2016, *ApJL*, 820, L40
- Ansdell, M., Williams, J. P., van der Marel, N., et al. 2016, *ApJ*, 828, 46
- Ansdell, M., Williams, J. P., Manara, C. F., et al. 2017, *AJ*, 153, 240
- Audard, M., Ábrahám, P., Dunham, M. M., et al. 2014, *Protostars and Planets VI*, 387
- Baraffe, I., Vorobyov, E., & Chabrier, G. 2012, *ApJ*, 756, 118
- Barenfeld, S. A., Carpenter, J. M., Ricci, L., & Isella, A. 2016, *ApJ*, 827, 142
- Burke, C. J., Christiansen, J. L., Mullally, F., et al. 2015, *ApJ*, 809, 8
- Cieza, L. A., Schreiber, M. R., Romero, G. A., et al. 2010, *ApJ*, 712, 925-941

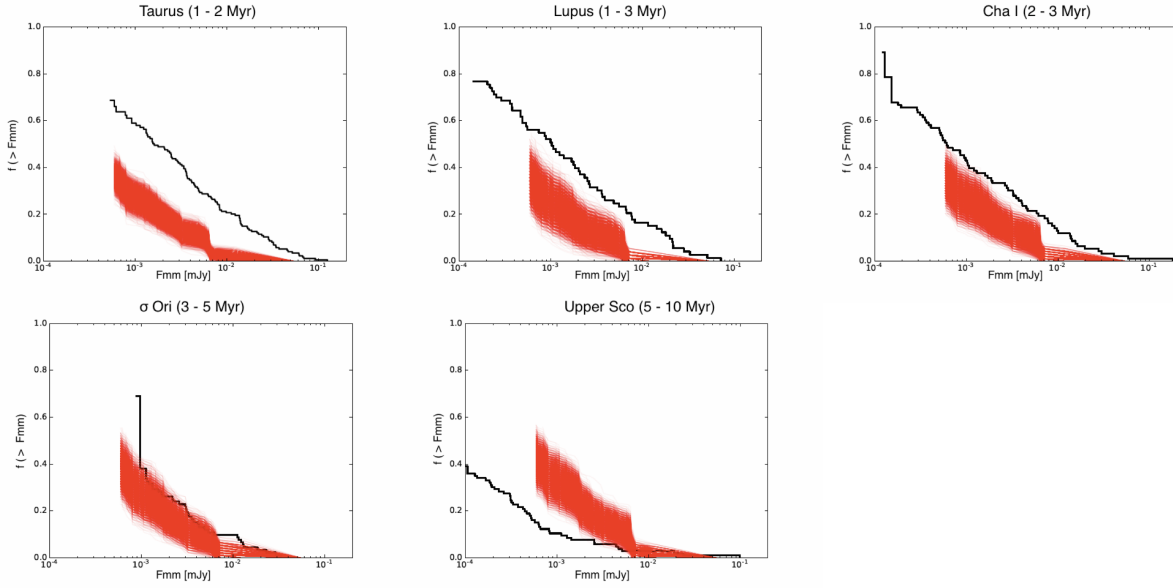


Figura 6: Distribución acumulativa de las luminosidades de los discos en IC 348 (rojo) comparado con las distribuciones en Tauro, Lupus, Cha I, σ Ori, y Upper Sco en negro. Las distribuciones en brillo están corregidas por distancia y en el caso de IC 348 se presentan 100 simulaciones distintas con la misma distribución de tipo espectral que la muestra de comparación. Los discos en las regiones jóvenes (Tauro, Lupus, Cha I, 1-3 Ma) son más brillantes que en IC 348, mientras que los discos en Upper Sco (5-10 Ma) son más débiles. La distribuciones en IC 348 y σ Ori (2-5 Ma) son muy similares. Figura tomada del trabajo de Ruiz-Rodríguez (2018, enviado).

- Cieza, L. A., Casassus, S., Tobin, J., et al. 2016, *Nature*, 535, 258
- Cieza, L. A., Ruíz-Rodríguez, D., Perez, S., et al. 2018, *MNRAS*, 474, 4347
- Cox, E. G., Harris, R. J., Looney, L. W., et al. 2017, *ApJ*, 851, 83
- Dunham, M. M., & Vorobyov, E. I. 2012, *ApJ*, 747, 52
- Evans, N. J., II, Dunham, M. M., Jørgensen, J. K., et al. 2009, *ApJS*, 181, 321-350
- Gaidos, E., Mann, A. W., Kraus, A. L., & Ireland, M. 2016, *MNRAS*, 457, 2877
- Herbig, G. H. 1977, *ApJ*, 217, 693
- Hosokawa, T., Offner, S. S. R., & Krumholz, M. R. 2011, *ApJ*, 738, 140
- Howard, A. W. 2013, *Science*, 340, 572
- Isella, A., Guidi, G., Testi, L., et al. 2016, *Physical Review Letters*, 117, 251101
- Johnson, J. A., Aller, K. M., Howard, A. W., & Crepp, J. R. 2010, *PASP*, 122, 905
- Jørgensen, J. K., Visser, R., Williams, J. P., & Bergin, E. A. 2015, *A&A*, 579, A23
- Kataoka, A., Tsukagoshi, T., Momose, M., et al. 2016, *ApJL*, 831, L12
- Kenyon, S. J., Hartmann, L. W., Strom, K. M., & Strom, S. E. 1990, *AJ*, 99, 869
- Kraus, A. L., Ireland, M. J., Huber, D., Mann, A. W., & Dupuy, T. J. 2016, *AJ*, 152, 8
- Owen, J. E. 2016, *PASA*, 33, e005
- Pascucci, I., Testi, L., Herczeg, G. J., et al. 2016, *ApJ*, 831, 125
- Pérez, L. M., Carpenter, J. M., Andrews, S. M., et al. 2016, *Science*, 353, 1519
- Pollack, J. B., Hubickyj, O., Bodenheimer, P., et al. 1996, *Icarus*, 124, 62
- Principe, D. A., Cieza, L., Hales, A., et al. 2018, *MNRAS*, 473, 879
- Ruíz-Rodríguez, D., Cieza, L. A., Williams, J. P., et al. 2017a, *MNRAS*, 466, 3519
- Ruíz-Rodríguez, D., Cieza, L. A., Williams, J. P., et al. 2017b, *MNRAS*, 468, 3266
- Stamatellos, D., Whitworth, A. P., & Hubber, D. A. 2012, *MNRAS*, 427, 1182
- Visser, R., & Bergin, E. A. 2012, *ApJL*, 754, L18
- Williams, J. P., & Cieza, L. A. 2011, *ARA&A*, 49, 67
- Zhu, Z., Hartmann, L., Gammie, C., & McKinney, J. C. 2009, *ApJ*, 701, 620
- Zurlo, A., Cieza, L. A., Williams, J. P., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 834

Estudio de la evolución orbital de Fobos debido a la interacción de mareas y su relación con la propiedades físicas de Marte

S.H. Luna^{1,2}, M.D. Melita², H.D. Navone^{1,3}

¹ Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

³ Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR, Argentina

Contacto / shluna@iafe.uba.ar

Resumen / Una de las más interesantes consecuencias observables de la interacción de mareas es la disminución del semieje mayor de la órbita de Fobos (a), debida a la deformación que el mismo produce en Marte. El objetivo de este trabajo fue obtener una expresión de la tasa de disminución de a en el tiempo (\dot{a}), partiendo de los formalismos de Darwin-Kaula, para la expansión del potencial gravitatorio de Marte, y aquel de los números de Love complejos a fin de incluir la reología del material que compone al último. Luego, considerando el valor actual más aceptado de \dot{a} , se pudo obtener valores de los parámetros para el modelo reológico de Andrade —el cual fue adoptado para este trabajo—, con los cuales fue posible, además, estimar el tiempo que tardaría Fobos en alcanzar la superficie de Marte. Este último resultado se comparó con los obtenidos por otros autores.

Abstract / One of the most interesting observable consequences of the tidal interaction is the decrease of the semimajor axis of the orbit of Phobos (a), due to the bodily tides it raises on Mars. The aim of this paper was to obtain an expression of the rate of decrease of a in time (\dot{a}), starting from the Darwin-Kaula formalism, for the expansion of the gravitational potential of Mars, and that of the complex Love numbers in order to include the rheology of the material that composes Mars. Then, considering the most accepted current value of \dot{a} , it was possible to obtain values of the parameters for the Andrade rheological model —which was adopted for this work—, with which, in addition, was possible to estimate the time it would take Phobos to reach the surface of Mars. This last result was compared with those obtained by other authors.

Keywords / celestial mechanics: tidal interaction — planets and satellites: physical evolution — planets and satellites: individual: Mars; Phobos

1. Introducción

Se considera en este trabajo la evolución orbital de Fobos debido a las mareas que el mismo eleva en Marte, modificando el campo gravitatorio del último. La importancia de este problema yace en que, a causa de la interacción de mareas antes mencionada, el semieje mayor de la órbita de Fobos está disminuyendo en el tiempo y, además, su frecuencia orbital media está aumentando, siendo incluso mayor que la velocidad de rotación de Marte. Es precisamente este hecho el que motiva la realización de este trabajo.

Se propone entonces como objetivo obtener, en primer lugar, las expresiones que permitan, por un lado, estimar los valores de los parámetros reológicos de Marte y, por otro lado, simular la evolución temporal del semieje mayor de la órbita de Fobos a fin de obtener una estimación del tiempo que demoraría el mismo en llegar a la superficie de Marte —sin tener en cuenta el hecho de que el primero podría ser destruido por la fuerza de gravedad del segundo—. Luego, comparar dichos resultados con aquellos obtenidos por otros autores y, por último, discutir las consecuencias o implicancias de los mismos.

2. Potencial de mareas

Considérese un planeta esférico y homogéneo (Marte) de radio medio R y su satélite (Fobos), el cual se modela como una masa puntual, cuya magnitud es M'_s , y se encuentra en el punto \mathbf{r}' del espacio.

El potencial de mareas, generado por el planeta en un punto arbitrario \mathbf{r} del espacio, debido a la deformación del mismo por parte del satélite es (Efroimsky, 2012):

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{l=2}^{\infty} k_l \left(\frac{R}{a} \right)^{l+1} \frac{GM'_s}{a'} \left(\frac{R}{a'} \right)^l \sum_{m=0}^l \frac{(l-m)!}{(l+m)!} (2 - \delta_{0m}) \times \sum_{p=0}^l F_{lmp}(i') \sum_{q=-\infty}^{\infty} G_{lpq}(e') \sum_{h=0}^l F_{lmh}(i) \sum_{j=-\infty}^{\infty} G_{lhj}(e) \times \cos [(v'_{lmpq} - m\theta') - (v_{lmhj} - m\theta) - \epsilon_{lmpq}] \quad (1)$$

donde:

$$v'_{lmpq} = (l - 2p)\omega' + (l - 2p + q)M' + m\varpi' \quad (2)$$

y análogamente para v_{lmhj} . Además, G es la constante de Gravitación Universal, θ es el ángulo de rotación

de Marte, $(a, e, M, i, \omega, \Omega)$ son los elementos orbitales keplerianos, $G_{lpq}(e)$ y $F_{lmp}(i)$ son las funciones de la excentricidad (Giacaglia, 1976) y de la inclinación (Gooding & Wagner, 2008), respectivamente, y k_l es el número de Love de grado l .

Para el caso que se va a estudiar, se considera $l = 2$ —aunque es posible que, debido a la cercanía de Fobos a la superficie de Marte, los términos de mayor orden sean apreciables— e $i \simeq 0$, con lo cual Ω carece de sentido y solo dos de las funciones de la inclinación F_{lmp} son no nulas: $F_{201} = -1/2$ y $F_{220} = 3$. Además, en este trabajo sólo se va a estudiar el efecto de la componente principal de mareas dado que es la más apreciable, la cual corresponde a $lmpq = 2200$.

3. Evolución temporal del semieje mayor de la órbita de Fobos

En virtud de las Ecuaciones Planetarias de Lagrange, la evolución temporal del semieje mayor de la órbita de Fobos viene dado por:

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{na} \frac{\partial V_{220}}{\partial M} \quad (3)$$

Siguiendo a Efroimsky & Williams (2009), el potencial de mareas primero se debe derivar con respecto a M y luego imponer la condición de que cada uno de los elementos orbitales primados es igual a su contraparte no primada. Ahora bien, para simplificar el tratamiento del problema, por un lado se van a considerar sólo los términos seculares, es decir aquellos para los cuales $q = j$. Por lo tanto, la Ec. (3) toma la forma:

$$\frac{da}{dt} = -3 \frac{GM_s R^5}{na^7} G_{200}^2(e) k_2 \sin \epsilon_{2200} \quad (4)$$

La expresión del factor $k_2 \sin \epsilon_{2200}$ depende de la reología utilizada la cual, a su vez, es una función de la frecuencia de las mareas (Efroimsky, 2012). En el caso particular aquí considerado, sólo se tiene la frecuencia principal de mareas:

$$\chi_{2200} = |\omega_{2200}| = 2|n - \dot{\theta}| \quad (5)$$

donde $\dot{\theta}$ es la velocidad de rotación del planeta.

4. Modelos reológicos

Tal como señalan Efroimsky & Lainey (2007), “cualquier modelo de la interacción de mareas está basado en una hipótesis específica de cómo el desfase —entre el esfuerzo y la deformación, o bien, entre la excitación y la respuesta, reflejada en el cambio del potencial gravitatorio adicional del planeta, ϵ_{lmpq} — depende de la frecuencia de las mareas”*. Dicho desfase puede escribirse como:

$$\epsilon_{lmpq} = \chi_{lmpq} \operatorname{sgn}(\omega_{lmpq}) \Delta t_{lmpq} \quad (6)$$

donde $\omega_{lmpq} = (l - 2p) \dot{\omega} + (l - 2p + q) \dot{M} + m (\dot{\Omega} - \dot{\theta})$ es el modo del componente de Fourier considerado, el cual puede ser positivo o negativo y $\chi_{lmpq} = |\omega_{lmpq}|$.

Existen dos ejemplos de modelos reológicos muy utilizados y discutidos en la literatura, el primero es el

utilizado por Kaula (1964) en el cual se supone la constancia de ϵ y de k_2 y, por lo tanto, del factor $k_2 \sin \epsilon$, en particular**. Por supuesto, esta suposición hace que, en primer lugar, la respuesta del material que conforma al planeta sea independiente tanto de la frecuencia como de la amplitud del esfuerzo aplicado al mismo y, en segundo lugar, la Ec. (4) sea integrable analíticamente. Como segundo ejemplo se tiene el modelo reológico propuesto por Singer (1968) y Mignard (1979, 1980), en virtud del cual se suponen constantes los Δt de la Ec. (6) y, además, también se supone constante k_2 . Por lo tanto, este modelo implica que el desfase es proporcional a la frecuencia de la marea correspondiente, esto es: $\epsilon \propto \chi$.

Si bien los modelos reológicos presentados en el párrafo anterior simplifican en gran medida los cálculos a realizar, no son validados por mediciones geodésicas ni por evidencia experimental, provenientes de investigaciones geofísicas, los cuales, en cambio, favorecen una ley exponencial (Efroimsky & Lainey, 2007; Efroimsky, 2012), la misma puede expresarse matemáticamente como: $\sin \epsilon \propto \chi^{-\alpha}$, donde α varía entre 0.2 y 0.4 para la mayoría de los materiales —el límite inferior puede ser menor para aquellos parcialmente fundidos—. Dicha ley también puede expresarse como una igualdad introduciendo una constante de proporcionalidad adecuada, esto es:

$$\sin \epsilon = \mathcal{E}^{-\alpha} \chi^{-\alpha} \quad (7)$$

Utilizando los tres modelos reológicos mencionados, Efroimsky & Lainey (2007) integraron numéricamente la Ec. (4) con el fin de mostrar cómo pueden variar las conclusiones acerca de la evolución orbital de Fobos, debido a la interacción de mareas —considerando, también, k_2 constante—, dependiendo del modelo reológico utilizado. En la Fig. 1 se muestran los resultados obtenidos en el citado artículo.

Para este trabajo, se eligió utilizar la reología de Andrade, dado que es la que mejor describe la respuesta de un planeta rocoso ante las fuerzas de marea (Efroimsky, 2012). La expresión del factor antes mencionado es:

$$k_2 \sin \epsilon_{2200} = -\frac{3}{2} \frac{A_2 \chi \tau_M \mathcal{I}}{(\mathcal{R} + A_2 \chi \tau_M)^2 + \mathcal{I}^2} \operatorname{sgn}(\omega_{2200}) \quad (8)$$

Siendo:

$$A_2 = \frac{38 \pi \mu R^4}{3 GM_p^2} \quad (9)$$

$$\mathcal{R} = \chi \tau_M + \chi^{1-\alpha} \tau_M \tau_A^{-\alpha} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \Gamma(1+\alpha) \quad (10)$$

$$\mathcal{I} = -1 - \chi^{1-\alpha} \tau_M \tau_A^{-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \Gamma(1+\alpha) \quad (11)$$

donde $\tau_M = \eta/\mu$ es el tiempo de Maxwell —tiempo característico de la respuesta viscoelástica—, μ y η son la rigidez y la viscosidad media del planeta, respectivamente, α es el parámetro de Andrade y τ_A es el tiempo característico de la respuesta anelástica, el cual puede considerarse prácticamente igual a τ_M para el régimen de frecuencias del problema considerado (Efroimsky, 2012).

*La traducción ha sido adaptada a los fines de este trabajo.

**Los subíndices se omiten para simplificar la notación.

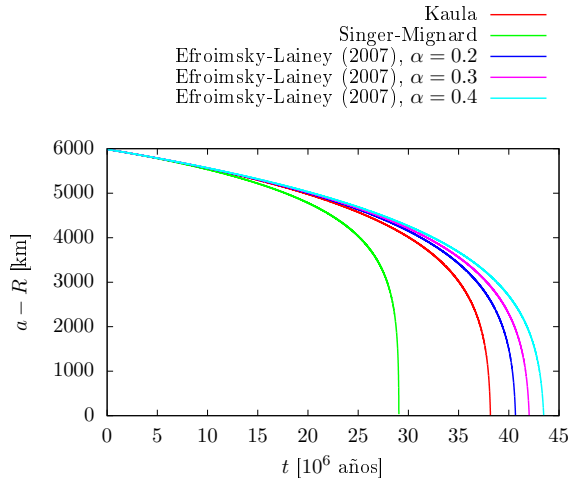


Figura 1: Resultados de la evolución temporal del semieje mayor de la órbita de Fobos obtenidos por Efroimsky & Lainey (2007), comparando varios modelos reológicos.

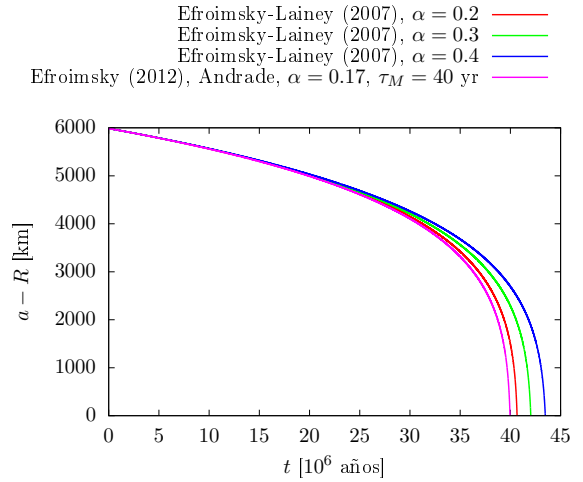


Figura 2: Comparación entre los resultados obtenidos por Efroimsky & Lainey (2007), para distintos valores de α con el aquí obtenido utilizando los valores de $\tau_M = 40$ años y $\alpha = 0.17$.

5. Experimentos numéricos y resultados

La primera dificultad que se presenta al momento de aplicar el último modelo al problema en consideración es que no se conocen con certeza los valores de los parámetros reológicos. Si bien se tienen buenas estimaciones de la rigidez media del manto de Marte, μ , aún quedan como parámetros libres α y τ_M .

Dada entonces la mencionada incerteza en los valores de los parámetros reológicos, y teniendo en cuenta el valor más aceptado de la tasa de disminución de a , el cual es aproximadamente 3.85 cm por año (Lainey et al., 2007), se decidió generar una grilla de valores posibles de α y de τ_M . Los intervalos correspondientes son $[0.1; 0.4]$ y $[0.0; 200.0]$, respectivamente, los cuales fueron divididos en los respectivos subintervalos $\Delta\alpha = 10^{-3}$ y $\Delta\tau_M = 10$ años. Luego, utilizando dichos valores de la grilla, se obtuvieron valores de la pendiente inicial \dot{a}_0 —utilizando el modelo de Andrade— evaluando la Ec. (4) junto con las Ecs. (8), (10) y (11). Por último, se buscó el valor mínimo de $|\dot{a}_0 - 38.5|$ el cual corresponde al par de valores $\alpha = 0.17$ y $\tau_M = 40$ años. Tomando entonces estos últimos valores de α y τ_M , se resolvió numéricamente la Ec. (4) incluyendo las Ecs. (8)–(11). Como resultado, se obtuvo la curva de color magenta que se muestra en la Fig. 2, junto con los resultados obtenidos por Efroimsky & Lainey (2007).

6. Conclusión

Como puede apreciarse en la Fig. 2, el resultado obtenido utilizando el par de valores $\alpha = 0.17$ y $\tau_M = 40$ años, con la reología de Andrade, es muy similar al obtenido por Efroimsky & Lainey (2007) utilizando la reología dada por la Ec. (7) con $\alpha = 0.2$; sin embargo, debe tenerse presente que la reología de Andrade describe mucho mejor la respuesta de materiales rocosos como el que compone a Marte.

Los valores obtenidos de α y de τ_M son consistentes con modelos actuales de la estructura interna de Marte.

Según Rivoldini et al. (2011), Marte posee un núcleo total o, quizás, parcialmente fundido, cuyo radio sería de unos 1794 ± 65 km, valor que representa, aproximadamente, el 53 % del radio medio del planeta. Además, se estima que el espesor medio de la corteza de Marte es también significativo, ya que en promedio es de unos 50 km, similar al de la Tierra que es de aproximadamente 40 km. Dado que el mecanismo de disipación anelástico es más efectivo en la corteza (Efroimsky, 2012), que corresponde a la ley reológica $\sin \epsilon \propto \chi^{-\alpha}$, se entiende entonces la similitud entre el resultado obtenido en este trabajo con aquel obtenido por Efroimsky & Lainey (2007) —con $\alpha = 0.2$ — para la evolución temporal del semieje mayor de la órbita de Fobos (Fig. 2). Si a este proceso disipativo se le suma el mecanismo de disipación viscoelástica, cabe esperar que el tiempo que le lleva al último llegar a la superficie de Marte sea un poco menor que el que se obtiene considerando solamente el mecanismo de disipación anelástico, esto es, unos 40 millones de años a partir del presente.

Referencias

- Efroimsky M., Lainey V., 2007, *Journal of Geophysical Research (Planets)*, 112, E12003
- Efroimsky M., Williams J. G., 2009, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 104, 257
- Efroimsky M., 2012, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 112, 283
- Giacaglia G. E. O., 1976, *Celestial Mechanics*, 14, 515
- Gooding R. H., Wagner C. A., 2008, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 101, 247
- Kaula W. M., 1964, *Reviews of Geophysics and Space Physics*, 2, 661
- Lainey V., Dehant V., Pätzold M., 2007, *Astronomy and Astrophysics*, 465, 1075
- Mignard F., 1979, *Moon and Planets*, 20, 301
- Mignard F., 1980, *Moon and Planets*, 23, 185
- Rivoldini A., et al., 2011, *Icarus*, 213, 451
- Singer S. F., 1968, *Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society*, 15, 205



Origen y evolución orbital de Fobos

Exploración de una hipótesis de captura

S.H. Luna^{1,2}, M.D. Melita², H.D. Navone^{1,3}

¹ Facultad de Ciencias Exactas, Ingeniería y Agrimensura, UNR, Argentina

² Instituto de Astronomía y Física del Espacio, CONICET-UBA, Argentina

³ Instituto de Física de Rosario, CONICET-UNR, Argentina

Contacto / shluna@iafe.uba.ar

Resumen / El origen de los satélites naturales de Marte es aún objeto de controversia. Existen al menos dos hipótesis principales, a saber: que sean asteroides capturados, o bien que se hayan formado *in situ*. En este trabajo se pone a prueba la primera de las dos, considerando, entre otros aspectos, solamente las mareas generadas por Fobos en Marte y que los parámetros reológicos de este no han cambiado mucho desde su origen hasta la actualidad. Con respecto a los valores iniciales de los parámetros orbitales de Fobos, se considera la posibilidad de que el mismo haya sido uno de los componentes de un asteroide binario que se disocia al acercarse a Marte. Luego, ya en órbita areocéntrica, la misma evoluciona en el tiempo debido a la interacción de mareas antes mencionada. Entonces, dicha evolución temporal del sistema Marte-Fobos se simula numéricamente a fin de comprobar que Fobos alcanza su configuración orbital actual en un lapso de tiempo menor que la edad de nuestro Sistema Solar, con lo cual la hipótesis de captura resulta más factible.

Abstract / The origin of the natural satellites of Mars is still controversial. There are at least two main hypotheses, namely that they are captured asteroids, or that they have formed *in situ*. In this work, the first of the two is tested considering, among other aspects, only the bodily tides raised by Phobos on Mars and that the rheological parameters of the latter have not changed much from its origin to the present. With respect to the initial values of the orbital parameters of Phobos, the possibility that it was one of the components of a binary asteroid that dissociates when approaching Mars is considered. Then, already in areocentric orbit, it evolves in time due to the aforementioned tidal interaction. This temporal evolution of the Mars-Phobos system is then simulated numerically in order to verify that Phobos reaches its current orbital configuration in a time span less than the age of our Solar System, which makes the capture hypotheses more feasible.

Keywords / celestial mechanics: tidal interaction — planets and satellites: physical evolution — planets and satellites: individual: Mars; Phobos

1. Introducción

El origen de las lunas marcianas, Fobos y Deimos, es aún objeto de debate. Existen dos hipótesis principales, la primera sugiere que ambas sean asteroides capturados, hecho que explicaría la similitud entre las propiedades físicas de dichos satélites y aquellas de los asteroides de tipo D, presentes en la parte exterior del cinturón principal de asteroides (Pajola et al., 2013), y la segunda sugiere que ambos se formaron *in situ*, es decir, o bien coacretaron junto con Marte, o bien, posteriormente a un gran impacto (Rosenblatt et al., 2016). Esta última hipótesis encontraría su mayor sustento en la configuración actual de las órbitas de ambos satélites (baja inclinación y baja excentricidad).

El presente trabajo se centra en la exploración de una hipótesis de captura de Fobos dentro del campo gravitacional de Marte propuesta por Landis (2009) que resulta muy plausible. La misma plantea la posibilidad de que Fobos haya sido capturado a partir de la disociación de un asteroide binario, en lugar de ser simplemente un solo asteroide errante. Luego, basándose en argumentos relativamente sencillos y planteando un caso de ejemplo,

obtiene las condiciones iniciales (posición y velocidad) que permiten obtener los parámetros orbitales iniciales de Fobos, esto es, inmediatamente posterior a la disociación del asteroide binario. Dichos valores iniciales de los elementos orbitales pueden entonces utilizarse para simular computacionalmente la evolución orbital y rotacional del sistema Marte-Fobos debido a la interacción de mareas.

Una de las mayores objeciones que se presentan en contra de las hipótesis de captura es que la evolución temporal del sistema antes mencionado debida a las mareas terrestres, usando valores razonables de los parámetros físicos de Marte, tomaría un tiempo mayor a la edad del Sistema Solar en alcanzar la configuración orbital actual. Sin embargo, los modelos de disipación utilizados por aquellos escépticos de la hipótesis de captura no describen adecuadamente la respuesta del material que compone a los planetas frente a las fuerzas que los deforman. Es por tal motivo que en el presente trabajo se propone estudiar la evolución orbital de Fobos y la correspondiente evolución rotacional de Marte, debida a la interacción de mareas utilizando las condiciones ini-

ciales dadas en el antes mencionado trabajo de Landis (2009) y un modelo de disipación más adecuado.

2. Potencial de mareas

Considérese un planeta esférico y homogéneo (Marte) de radio medio R y su satélite (Fobos), el cual se modela como una masa puntual, cuya magnitud es m'_s , y se encuentra en el punto \mathbf{r}' del espacio.

El potencial de mareas, generado por el planeta en un punto arbitrario \mathbf{r} del espacio, debido a la deformación del mismo por parte del satélite es (Efroimsky, 2012):

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{l=2}^{\infty} k_l \left(\frac{R}{a} \right)^{l+1} \frac{Gm'_s}{a'} \left(\frac{R}{a'} \right)^l \times \sum_{m=0}^l \frac{(l-m)!}{(l+m)!} (2 - \delta_{0m}) \sum_{p=0}^l F_{lmp}(i') \sum_{q=-\infty}^{\infty} G_{lpq}(e') \times \sum_{h=0}^l F_{lmh}(i) \sum_{j=-\infty}^{\infty} G_{lhj}(e) \times \cos[(v'_{lmpq} - m\theta') - (v_{lmhj} - m\theta) - \epsilon_{lmpq}] \quad (1)$$

donde:

$$v'_{lmpq} = (l-2p)\omega' + (l-2p+q)M' + m\Omega' \quad (2)$$

y análogamente para v_{lmhj} . Además, G es la constante de Gravitación Universal, θ es el ángulo de rotación de Marte (tiempo sidéreo), $(a, e, M, i, \omega, \Omega)$ son los elementos orbitales keplerianos, $G_{lpq}(e)$ y $F_{lmp}(i)$ son las funciones de la excentricidad (Giacaglia, 1976) y de la inclinación (Gooding & Wagner, 2008), respectivamente, y k_l es el número de Love de grado l . Por otro lado, l, m, p, q, h y j son enteros y δ_{0m} es la delta de Kronecker.

Para el caso que se va a estudiar, se considera $l=2$ —aunque es posible que, debido a la cercanía de Fobos a la superficie de Marte, los términos de mayor orden sean apreciables— e $i \simeq 0$, con lo cual Ω carece de sentido y solo dos de las funciones de la inclinación F_{lmp} son no nulas: $F_{201} = -1/2$ y $F_{220} = 3$.

3. Consideraciones reológicas

La expresión de los factores $k_2 \cos \epsilon_{lmpq}$ y $k_2 \sin \epsilon_{lmpq}$, los cuales aparecen aplicando del teorema de la suma al coseno de la Ec. (1), dependen de la reología utilizada la cual, a su vez, es una función de la frecuencia de las mareas (Efroimsky, 2012). Para este trabajo, se eligió utilizar la reología de Andrade, dado que es la que mejor describe la respuesta de un planeta rocoso ante las fuerzas de marea (Efroimsky, 2012). La expresión de los factores antes mencionado es:

$$k_2(\chi) \cos \epsilon_2(\chi) = \frac{3}{2} \frac{(\mathcal{R}(\chi) + A_2 \chi \tau_M) \mathcal{R}(\chi) + (\mathcal{I}(\chi))^2}{(\mathcal{R}(\chi) + A_2 \chi \tau_M)^2 + (\mathcal{I}(\chi))^2} \quad (3a)$$

$$k_2(\chi) \sin \epsilon_2(\chi) = -\frac{3}{2} \frac{A_1 \chi \tau_M \mathcal{I}(\chi)}{(\mathcal{R}(\chi) + A_2 \chi \tau_M)^2 + (\mathcal{I}(\chi))^2} \operatorname{sgn}(\omega_{2mpq}) \quad (3b)$$

Siendo:

$$A_2 = \frac{38 \pi \mu R^4}{3 G m_p^2}$$

y

$$\mathcal{R}(\chi) = \chi \tau_M + \chi^{1-\alpha} \tau_M \tau_A^{-\alpha} \cos\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \Gamma(1+\alpha) \quad (4)$$

$$\mathcal{I}(\chi) = -1 - \chi^{1-\alpha} \tau_M \tau_A^{-\alpha} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{2}\right) \Gamma(1+\alpha) \quad (5)$$

donde τ_M es el tiempo de Maxwell —tiempo característico de la respuesta viscoelástica—, μ es la rigidez media del planeta, τ_A es el tiempo característico de la respuesta anelástica y α es el parámetro de Andrade.

4. Ecuaciones de movimiento

Las ecuaciones que permiten describir la evolución temporal del sistema son, por un lado, las ecuaciones planetarias de Lagrange —para la parte orbital— y, por otro lado, la ecuación de Euler —correspondiente al eje de rotación del primario— para la parte rotacional:

$$\dot{a} = \frac{2}{na} \frac{\partial V}{\partial M} \quad (6a)$$

$$\dot{e} = \frac{1-e^2}{na^2e} \frac{\partial V}{\partial M} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\partial V}{\partial \omega} \quad (6b)$$

$$\dot{M} = n - \frac{2}{na} \frac{\partial V}{\partial a} - \frac{1-e^2}{na^2e} \frac{\partial V}{\partial e} \quad (6c)$$

$$\dot{\omega} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2e} \frac{\partial V}{\partial e} \quad (6d)$$

$$\ddot{\theta} = \frac{M_s}{C} \frac{\partial V}{\partial \theta} \quad (6e)$$

La regla general para calcular las derivadas consiste en derivar primero la expresión del potencial considerado con respecto a los elementos orbitales no primados y luego igualar cada uno de ellos a su contraparte no primada (Efroimsky & Williams, 2009).

En este punto, puede hacerse una simplificación más. Dado que los términos proporcionales a M son de periodo corto y, por lo tanto, su promedio en una órbita es nulo, se consideran solamente los términos seculares, aquellos para los cuales es $q = j$.

5. Captura de Fobos y condiciones iniciales

En su trabajo, Landis (2009) propone que el problema de la disociación de un asteroide binario es análogo al de la desintegración de un cuerpo, cuyas partes constituyentes se mantienen unidas sólo por la fuerza de atracción gravitatoria entre sí, cuando el mismo se encuentra a una distancia del primario conocida como *límite de Roche*. Dicha distancia se calcula mediante la expresión:

$$r_{\text{des}} = \left(2 \frac{m_p}{m_s} \right)^{1/3} r_{\text{orb}} \quad (7)$$

donde r_{des} es la distancia desde el centro de Marte a la cual el asteroide binario se disocia, r_{orb} es la distancia entre los componentes del mismo, m_s es su masa y m_p es la masa de Marte (primario). Por otro lado, suponiendo que la disociación ocurre en el periastro de una órbita parabólica, la velocidad en ese punto está dada por:

$$v_{\text{peri}} = \sqrt{2 \frac{Gm_p}{r_{\text{des}}}} \quad (8)$$

Landis ofrece como ejemplo el caso en el que Fobos se origina como satélite de un asteroide del tamaño de Ceres ($m_s = 8.7 \times 10^{20} \text{ kg} \simeq m_p/738$), suponiendo una órbita original baja, sea $r_{\text{orb}} = 500 \text{ km}$, se tiene como resultado: $r_{\text{des}} = 5700 \text{ km}$ y $v_{\text{peri}} = 3.88 \text{ km/s}$. Por supuesto, la captura depende de varios factores pero, en el mejor de los casos, el vector de velocidad orbital del satélite alrededor del asteroide en el momento de la disociación es paralela y opuesta al de la velocidad orbital del asteroide binario (es decir del conjunto). Para el caso considerado, la mencionada velocidad orbital del binario será de uno 0.347 km/s y, restando este valor a aquel obtenido para v_{peri} resulta que la velocidad en el periastro, luego de la disociación, es de unos 3.53 km/s . En consecuencia, considerando los valores obtenidos, se tiene como condiciones iniciales: $a_0 = 17000 \text{ km}$ y $e_0 = 0.66$.

Tal vez los valores elegidos de m_s y de r_{orb} no sean representativos de la población de asteroides binarios. Sin embargo, lo que se pretende mostrar es que el mecanismo de captura propuesto puede ser efectivo aún en un caso tan desfavorable como el considerado.

6. Resultados

Tomando como valores iniciales los de a y de e dados en la sección anterior, el valor actual de $\dot{\theta}$ (suponiendo que el mismo no ha variado mucho en el tiempo) y $M(0) = \omega(0) = 0$ y los valores de los parámetros físicos $\mu = 10^{11} \text{ Pa}$, $\tau_M = \tau_A = 40 \text{ años}$ y $\alpha = 0.17$, se integraron las Ecs. (6) para simular la evolución temporal del sistema considerado. En la Figs. 1 y 2 se muestran las gráficas de $a - R$, expresado en kilómetros, y e versus el tiempo, expresado en millones de años.

7. Conclusiones

Como puede apreciarse en la Fig. 1, Fobos tarda un poco menos de 60 millones de años en alcanzar la superficie de Marte, además, puede verse en la Fig. 2 que la órbita se ve apreciablemente circularizada.

El relativamente breve intervalo de tiempo que transcurre entre la captura de Fobos y el instante en que el mismo alcanza la superficie de Marte hace que sea necesario tanto la consideración de las perturbaciones originadas por el Sol y otros miembros del Sistema Solar como la exploración de otras condiciones iniciales (orientación relativa a Marte y entre sí de los componentes del sistema binario y de sus características físicas y orbitales, por ejemplo), dado que las utilizadas en este primer estudio no parecen ser demasiado realistas.

Sin embargo, si bien los resultados obtenidos tal vez no sean una prueba a favor de la hipótesis de captura, al menos muestran que ya no sería válido argumentar

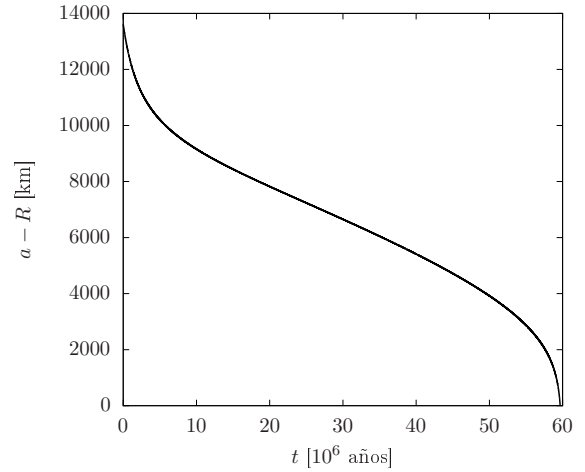


Figura 1: Gráfica de la evolución temporal del semieje mayor de la órbita de Fobos (a).

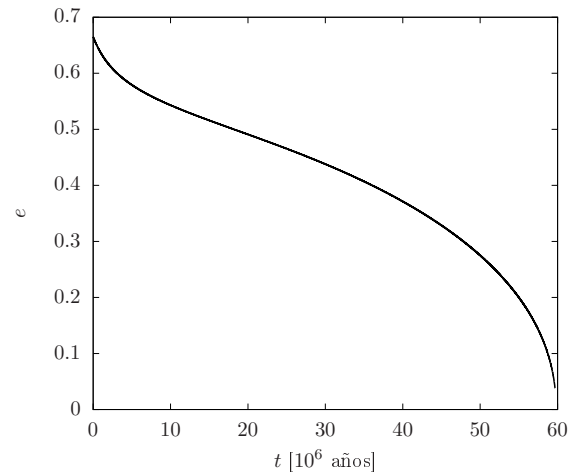


Figura 2: Gráfica de la evolución temporal de la excentricidad (e) de la órbita de Fobos.

que la misma deba ser descartada por el simple hecho de que Fobos tardaría demasiado tiempo en alcanzar la configuración orbital actual. En otras palabras, se trata al menos de una prueba en contra de la objeción antes mencionada.

Referencias

- Efroimsky M., Williams J. G., 2009, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 104, 257
- Efroimsky M., 2012, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 112, 283
- Giacaglia G. E. O., 1976, *Celestial Mechanics*, 14, 515
- Gooding R. H., Wagner C. A., 2008, *Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy*, 101, 247
- Landis G. A., 2009, *ArXiv e-prints*
- Pajola M., et al., 2013, *Astrophysical Journal*, 777, 127
- Rosenblatt P., et al., 2016, *Nature Geoscience*, 9, 581



Formación de planetas gigantes y fragmentación de planetesimales

I.L. San Sebastián^{1,4}, O.M. Guilera^{1,2}, M.G. Parisi^{1,3}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

³ *Instituto Argentino de Radioastronomía, CONICET-CICPBA, Argentina*

⁴ *Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina*

Contacto / jirsaixa@gmail.com/irina@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / Durante el proceso de formación de un planeta gigante las velocidades relativas de los planetesimales aumentan debido a las perturbaciones gravitatorias que genera el planeta en formación sobre los mismos. Este fenómeno produce que las colisiones entre los planetesimales cambien de un régimen de coagulación a bajas velocidades relativas a un régimen de fragmentación a medida que dichas velocidades aumentan. En general, los modelos de formación planetaria, que incluyen el fenómeno de la fragmentación de los planetesimales, consideran la energía específica de impacto a una velocidad y un material fijos. Sin embargo la energía específica de impacto de un blanco es función tanto de las velocidades relativas entre el blanco y el proyectil como así también de la composición de los mismos. En este trabajo estudiamos la formación de un planeta gigante ubicado a 5 UA incorporando a nuestro modelo de fragmentación de planetesimales la dependencia de la energía específica de impacto con el material y la velocidad. Nuestros resultados muestran que dicha dependencia juega un rol importante en la formación de núcleos masivos, y por ende en la formación de planetas gigantes, antes de la disipación de la componente gaseosa del disco protoplanetario.

Abstract / During the process of giant planet formation the planetesimal relative velocities are increased by the growing planet due to the gravitational perturbations. This phenomenon produces a change of regimen in the planetesimal collision, from coagulation at low relative velocities to a regimen of fragmentation while the velocities increase. In general, the models of planetary formation that include planetesimal fragmentation consider the specific impact energy for a fixed velocity and composition of the planetesimals. However, the specific impact energy of a target is a function of the relative velocities between the target and projectile as well as the planetesimal composition. We studied the formation of a giant planet at 5 AU incorporating the dependence of the specific impact energy with composition and relative velocity in our fragmentation model. Our results show that this dependence plays a fundamental role in the formation of massive cores, and thus in the formation of giant planets, before the dissipation of the gaseous component of the protoplanetary disk.

Keywords / planets and satellites: formation — planets and satellites: gaseous planets — protoplanetary disks

1. Introducción

De acuerdo con el modelo estándar de formación de planetas gigantes (mecanismo de acreción del núcleo, Helled et al. 2014), el planeta se forma acretando planetesimales en un núcleo sólido hasta que tiene suficiente masa para empezar a acretar gas del disco protoplanetario. En el momento en que la masa de la envoltura es del orden de la masa del núcleo, el planeta comienza a acretar grandes cantidades de gas en un período muy corto de tiempo. Luego, cuando esta acreción finaliza, el planeta se enfría y se contrae a una masa constante. Existe otro modelo alternativo de formación de gigantes basado en la acreción de pequeñas partículas llamadas “pebbles”. A diferencia de los planetesimales, las pebbles pueden ser acretadas por toda la esfera de Hill del protoplaneta lo cual genera que sus tasas de acreción sean mucho mayores que las de planetesimales (Lambrechts & Johansen, 2012).

Durante el proceso de formación, la fragmentación de planetesimales es un efecto importante que puede fa-

vorecer o inhibir la formación de núcleos de planetas gigantes. En una colisión de dos planetesimales, la energía específica por unidad de masa requerida para fragmentar y dispersar el 50 % de la masa del blanco (también conocida como energía de disrupción catastrófica Q_D^*) es una función que debe ser definida en los modelos de fragmentación. Esta función depende de muchos factores como la velocidad de impacto, el material y tamaño de los planetesimales, que afectan el resultado de la colisión (Jutzi et al., 2015). En general, en los modelos de formación planetaria que incluyen fragmentación se adopta la prescripción de Q_D^* de Benz & Asphaug (1999) para basaltos a velocidades de impacto de 3 km s^{-1} (Guilera et al., 2014; Chambers, 2014). Sin embargo, a medida que el protoplaneta crece el mismo perturba gravitatoriamente a los planetesimales que lo rodean aumentando sus velocidades relativas y por ende sus energías de colisión.

En este trabajo incorporamos la dependencia de la energía de disrupción catastrófica con el material y la

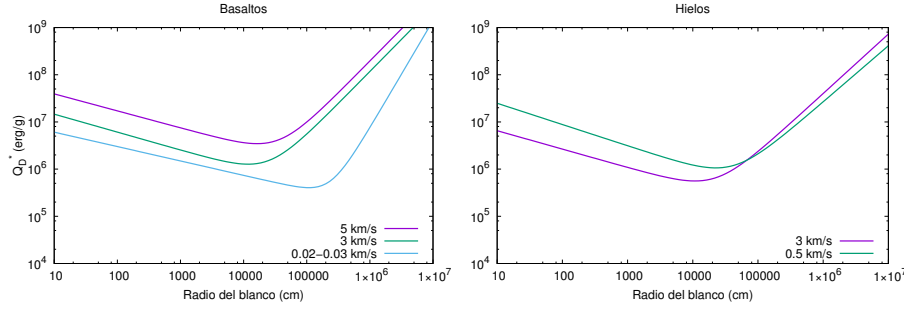


Figura 1: Energía de disrupción catastrófica por unidad de masa para diferentes velocidades de impacto dependiendo del material de los planetesimales.

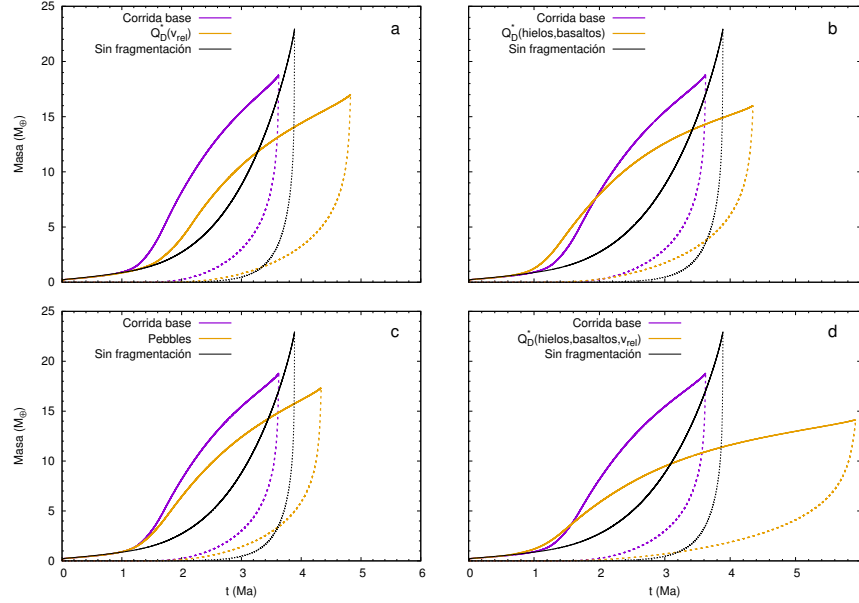


Figura 2: Masa del núcleo (línea sólida) y de la envoltura (línea a trazos) como función del tiempo. a) $Q_D^*(v_{rel})$ solo tiene en cuenta la dependencia con la velocidad relativa de los planetesimales, b) $Q_D^*(hielos, basaltos)$ solo tiene en cuenta la dependencia con el material, c) tiene incorporada la acreción de pebbles y d) $Q_D^*(hielos, basaltos, v_{rel})$ tiene en cuenta ambas dependencias, tanto con la velocidad relativa de los planetesimales como con el material.

velocidad relativa de los planetesimales en el modelo de fragmentación desarrollado en Guilera et al. (2014). A su vez, incorporamos las tasas de acreción de pebbles al modelo global de formación planetaria. Estudiamos los efectos de la incorporación de estos fenómenos en la formación de un planeta gigante ubicado a 5 UA.

2. Mejoras al modelo de formación de planetas gigantes

Nuestro modelo de formación planetaria, desarrollado en Guilera et al. (2014), describe la formación de planetas gigantes inmersos en un disco protoplanetario que contiene una componente sólida y una gaseosa que evolucionan en el tiempo. Siguiendo el trabajo de Guilera (2016) modificamos las tasas de acreción de sólidos incorporando la tasa de acreción de pebbles además de la tasa de acreción de planetesimales. Para planetesimales utilizamos la tasa de acreción dada por Inaba et al. (2001), mientras que para pebbles usamos las tasas de

acreción dadas por Lambrechts et al. (2014).

Además, nuestro modelo de fragmentación está basado en el “Código Boulder” (Morbidelli et al. 2009 y material suplementario) y describe la evolución colisional de una población de planetesimales. Para más detalle del modelo ver Guilera et al. (2014). En este trabajo incorporamos diferentes regímenes de velocidad y probabilidades de colisión ya que la velocidad relativa utilizada en el Código Boulder es la velocidad de dispersión. Sin embargo, cuando la velocidad relativa tiende a cero, la probabilidad intrínseca de colisión queda indeterminada. Weidenschilling (2011) dio cuenta de este problema e incorporó la velocidad relativa correspondiente al cizallamiento kepleriano. Siguiendo este trabajo, incorporamos los diferentes regímenes de velocidad y probabilidades de colisión para velocidades relativas más bajas y de esta forma obtener tasas de colisión más precisas. Consideramos tres regímenes diferentes siguiendo a Greenberg et al. (1991).

A su vez, en este trabajo, mejoramos el cálculo de

la energía de disrupción catastrófica Q_D^* (por unidad de masa) que es la energía necesaria para fragmentar y dispersar la mitad del blanco en un impacto. En la Fig. 1 vemos los diferentes ajustes de Q_D^* , a la izquierda, para basaltos a velocidades de impacto de $0.02 \text{ km s}^{-1} - 0.03 \text{ km s}^{-1}$ (Benz, 2000), 3 km s^{-1} y 5 km s^{-1} (Benz & Asphaug, 1999), a la derecha, para hielos a velocidad de impacto de 0.5 km s^{-1} y 3 km s^{-1} (Benz & Asphaug, 1999). Como se ve en la Fig. 1, Q_D^* varía con el material y la velocidad de impacto. En nuestro modelo, dada una velocidad relativa, realizamos una interpolación lineal (hielos) o cúbica (basaltos) entre los diferentes ajustes de Q_D^* para obtener Q_D^* dependiendo de la velocidad relativa de los planetesimales para cada material. Fuera del rango nos quedaremos con los valores extremos (Venturini et al., 2015). A su vez, de acuerdo a Lodders (2003), en el Sistema Solar primitivo, detrás de la línea del hielo, la mitad del material debería estar condensado. Como trabajaremos detrás de la línea del hielo podemos asumir que los planetesimales no están hechos solo de basaltos (Lodders, 2003). Por lo tanto, para incorporar la dependencia de Q_D^* con el material hacemos una combinación lineal con los valores de Q_D^* para cada material a una velocidad de impacto dada dependiendo el porcentaje de hielo y basalto que definamos para los planetesimales.

3. Resultados

En este trabajo calculamos la formación de un planeta gigante a 5 UA. Nuestras simulaciones empiezan al comienzo del régimen de crecimiento oligárquico con un embrión del tamaño de la Luna. Inicialmente el embrión se encuentra inmerso en una población homogénea de planetesimales de 100 km de radio.

Compararemos los efectos de incluir la dependencia de la velocidad relativa y la mezcla de materiales en la energía de disrupción catastrófica respecto a la simulación más representativa del trabajo de Guilera et al. (2014) a la que llamaremos “corrida base”. En esta simulación se consideró el fenómeno de la fragmentación de planetesimales adoptando Q_D^* para basaltos a 3 km s^{-1} . También analizaremos los resultados de la inclusión de las tasas de acreción de pebbles en nuestro modelo global de formación planetaria. Para este caso, es importante remarcar que las tasas de acreción de planetesimales utilizadas en Guilera et al. (2014) sobrestiman los valores correspondientes a las tasas de acreción de pebbles para los fragmentos pequeños producto de las colisiones de los planetesimales. Si una parte significativa de la masa distribuida en los fragmentos (producto de las colisiones) es depositada en los fragmentos más pequeños, las tasas de acreción de estos pueden jugar un rol importante. Es por esto que es fundamental modelar de manera correcta las tasas de acreción de estos pequeños fragmentos.

En la Fig. 2 podemos ver que la dependencia de Q_D^* con la velocidad relativa y la mezcla de materiales tiende a hacer más ineficiente el proceso de formación de un planeta gigante, a pesar de que en todos los modelos el planeta alcanza las $10 M_\oplus$ en unos pocos millones de años. Esto se debe a que, como se ve en la Fig. 1, Q_D^* es

menor para velocidades relativas más bajas y para planetesimales que no están compuestos solo por basaltos. Este fenómeno produce que el proceso de fragmentación de planetesimales comience a una edad más temprana y a núcleos menos masivos en comparación con el caso en que se adopte el Q_D^* para basaltos a 3 km s^{-1} . La tasa de acreción de planetesimales pequeños en la corrida base está sobrestimada en comparación a la tasa de acreción de pebbles, por lo cual cuando incorporamos un correcto tratamiento de las partículas más pequeñas, el planeta alcanza la masa de cruce a un tiempo ligeramente posterior. Es evidente que en todos los casos, al incorporar los diferentes efectos la formación del planeta gigante se ralentiza.

No hemos presentado los resultados de la incorporación de los regímenes de velocidad ya que en este problema físico en particular no muestran diferencias con la corrida base ya que las velocidades relativas de los planetesimales aumentan rápidamente debido a las perturbaciones del protoplaneta en crecimiento.

4. Discusión y conclusiones

Observamos que las dependencias incluidas en la energía de disrupción catastrófica y la inclusión de la acreción de pebbles tienden a ralentizar la formación del planeta gigante. A medida que los planetas se vuelven cada vez más masivos, las velocidades relativas de los planetesimales aumentan generando colisiones catastróficas y limitando la formación de núcleos masivos. Es importante remarcar que si bien la formación del planeta se ralentiza, igualmente se forman núcleos de $5 M_\oplus - 10 M_\oplus$ en unos pocos millones de años. Recientemente, Venturini et al. (2016) mostraron que tales núcleos tendrían una envoltura significativa como para disolver los planetesimales acretados. Además, encontraron que si se tiene en cuenta la contaminación de estos planetesimales sobre la envoltura gaseosa, las tasas de acreción de gas crecen significativamente favoreciendo la rápida formación de planetas gigantes con núcleos poco masivos.

Agradecimientos: Este trabajo está financiado parcialmente por los PIPs 0699 y 0436 (CONICET) y por el PID G144 (UNLP).

Referencias

- Benz W., Asphaug E., 1999, *Icarus*, 142, 5
- Benz W., 2000, *Space Sci. Rev.*, 92, 279
- Chambers J. E., 2014, *Icarus*, 233, 83
- Greenberg R., et al., 1991, *Icarus*, 94, 98
- Guilera O. M., et al., 2014, *A&A*, 565, A96
- Guilera O. M., 2016, *BAAA*, 58, 316
- Helled R., et al., 2014, *Protostars and Planets VI*, pp 643–665
- Inaba S., et al., 2001, *Icarus*, 149, 235
- Jutzi M., et al., 2015, *ArXiv e-prints*
- Lambrechts M., Johansen A., 2012, *A&A*, 544, A32
- Lambrechts M., Johansen A., Morbidelli A., 2014, *A&A*, 572, A35
- Lodders K., 2003, *ApJ*, 591, 1220
- Morbidelli A., et al., 2009, *Icarus*, 204, 558
- Venturini J., et al., 2015, *A&A*, 576, A114
- Venturini J., Alibert Y., Benz W., 2016, *A&A*, 596, A90
- Weidenschilling S. J., 2011, *Icarus*, 214, 671



Propiedades de planetas y enanas marrones en estrellas jóvenes

F.V. Lovos^{1,2}, M. Gómez^{1,2}, J.A. Ahumada¹

¹ Observatorio Astronómico de Córdoba, UNC, Argentina

² Consejo Nacional de Investigaciones Científicas y Técnicas, Argentina

Contacto / flovos@oac.unc.edu.ar

Resumen / En esta contribución presentamos un análisis inicial de las propiedades de un conjunto de alrededor de 30 planetas y enanas marrones asociados a estrellas en formación de tipo T Tauri, con edades $\lesssim 10 \times 10^6$ años, pertenecientes a diversas regiones de formación estelar. El 18 % de la muestra (6 de 33) son planetas del tipo Júpiter calientes. El 82 % restante, detectado mediante imagen directa, corresponde a objetos gigantes y lejanos (con semiejes a de algunos cientos de UA), los cuales representan un desafío para los modelos en boga de formación planetaria (acreción de núcleos e inestabilidad gravitacional). Se cree que estos objetos no se habrían formado in situ, sino que más bien habrían sufrido un proceso de dispersión gravitacional desde la parte interna del disco hacia el exterior; ellos poseen colores correspondientes a los tipos espectrales M8–L5 y, para aproximadamente la mitad de la muestra, los errores en las masas no permiten descartar que puedan tratarse de enanas marrones.

Abstract / In this contribution we present an initial analysis of the properties of a set of about 30 planets and brown dwarfs associated with forming stars of the T Tauri type, with ages $\lesssim 10 \times 10^6$ years, belonging to different star-forming regions. The 18% of the sample (6 out of 33) are Hot-Jupiter-like planets. The remaining 82%, detected by direct imaging, corresponds to giant and distant objects (a \sim several hundred AU), which represent a challenge for the models in vogue of planetary formation (core accretion and gravitational instability). It is believed that these planets would not have been formed in situ, but would rather have been gravitationally scattered from the internal disk towards the external disk. They have colors of spectral types M8–L5 and, for about half of the sample, errors in the masses do not rule out that they could be brown dwarfs.

Keywords / stars: formation — stars: variables: T Tauri — planets and satellites: formation

1. Introducción

En la actualidad existe una amplia variedad de planetas extrasolares que incluye desde planetas de gran tamaño y muy cercanos a su estrella ($a \lesssim 0.1$ UA), hasta otros que orbitan a grandes distancias, comparables a las de los confines del sistema solar. Por otra parte, estos sistemas están asociados a estrellas en distintas etapas evolutivas: desde planetas en estrellas en formación del tipo T Tauri (TTS), a planetas orbitando remanentes estelares como púlsares (Schmidt et al., 2016; Wolszczan & Frail, 1992). En particular, el análisis de las propiedades de sistemas planetarios en estrellas jóvenes, con algunos millones de años, puede ayudar a verificar el grado de verosimilitud de los dos modelos de formación planetaria más conocidos, acreción de núcleos (Pollack et al., 1996) e inestabilidad gravitacional (Boss, 1997), actualmente en disputa. El objetivo de este trabajo es presentar un análisis inicial de las propiedades de planetas y eventuales enanas marrones (objetos sub-estelares) asociados a unas 30 estrellas jóvenes de tipo TTS pertenecientes a diversas regiones de formación estelar cercanas.

2. Planetas y enanas marrones en estrellas jóvenes: análisis

La muestra seleccionada consta de 33 objetos, de los cuales 30 son planetas o enanas marrones asociados a

estrellas con edades $\lesssim 10$ millones de años pertenecientes a regiones de formación estelar, recopilados de la literatura. Se incluyen, además, tres objetos: Proplyd 133-533 b, 2M1193-11 b y WISEA 1147-2040 (Fang et al., 2016; Kellogg et al., 2016; Schneider et al., 2016) que más bien corresponden a la categoría de planetas flotando libremente (Zapatero Osorio et al., 2002; Schneider et al., 2016) y que, por lo tanto, no están asociados a una estrella.

En la Tabla 1 se listan algunos parámetros de los sistemas seleccionados. El 82 % (27/33) de los planetas/enanas marrones fueron detectados por imagen directa (ID), por lo cual existe una gran incerteza en la determinación de sus masas. De estos 27 planetas, 14 poseen masas dentro del rango planetario y los restantes podrían tratarse de enanas marrones*. Los 4 detectados por tránsitos (T) presentan masas de tipo planetario, y los 2 detectados por velocidades radiales (VR) poseen únicamente límites inferiores para las masas. Estos últimos 6 planetas o enanas marrones son objetos relativamente cercanos que, en la mayoría de los casos, comparten características similares con los conocidos Júpiter calientes en estrellas de secuencia principal. El valor medio de las masas de la Tabla 1 corresponde a $\overline{m_p} \sim$

*En general, el límite teórico para metalicidad solar entre planetas y enanas marrones se establece en $\sim 13 M_{\text{Jup}}$ (Basri, 2000).

15.8 M_{Jup} , lo cual es reflejo de la técnica de detección predominante (ID). La escasa detección de planetas alrededor de TTS por RV y T está probablemente relacionada con el hecho de que las TTS son muy activas**. Particularmente, las WTTS presentan grandes manchas frías (Bouvier & Bertout, 1989; Lanza et al., 2016) que producen distorsiones en la curva de luz que no siempre son fáciles de distinguir de las debidas a tránsitos planetarios (Lovos et al., 2016). Por otra parte, ya que a la edad típica de las WTTS ($\sim 10^7$ años) no quedaría gas en los discos (Hernández et al., 2007), los actuales planetas exteriores (a de algunos cientos de UA) no podrían migrar y contribuir a la población de Júpiter calientes una vez que la estrella llegue a la secuencia principal.

La columna 5 de la Tabla 1 indica la presencia de discos en las estrellas de la muestra: son al menos 18 las estrellas con discos. En la Tabla 1 también se listan los semiejes mayores (a) para las órbitas de los planetas y/o enanas marrones; en promedio los objetos lejanos tienen un semi-eje $\bar{a}_{\text{lejanos}} = 382$ UA y los cercanos $\bar{a}_{\text{ceranos}} = 0.073$ UA. La mayoría de los planetas/enanas marrones se encuentra por fuera de los discos circunestelares como, por ejemplo, UScoCTIO 108 b con $a = 670$ UA, donde el disco tiene un radio $R_d = 43$ UA (Morales et al., 2012), mientras que otros pocos se encuentran dentro, como es el caso de K2-33 b con una órbita de $a = 0.0409$ UA y un radio interno del disco $R_{\text{int}} \sim 2$ UA (Carpenter et al., 2009). La Figura 1 muestra la localización de las estrellas y de los planetas y/o enanas marrones de la Tabla 1 en el diagrama color-color (H-K vs. J-H). La posición de estos objetos en dicho diagrama indica que, en general, son más rojos que las estrellas huéspedes, con colores similares a los de las enanas marrones ($J-H_p = 1.02$ y $H-K_p = 0.68$ vs. $J-H_* = 0.74$ y $H-K_* = 0.36$, Leggett et al. 2012). De 19 planetas/enanas marrones con colores medidos, 13 caen dentro de la banda de enrojecimiento, y por lo tanto se muestran enrojecidos al estar embebidos en la nube madre. Por otra parte, 6 se encuentran a la derecha de la banda, lo cual indica que tienen excesos intrínsecos de color debidos probablemente a polvo que los rodea. De estos 6, dos (FW Tau AB b y DH Tau b) presentan signos de acreción evidenciados por intensa emisión en $H\alpha$ y $\text{Pa}\beta$ (Zhou et al., 2014; Kraus et al., 2015), lo que proporciona un indicio adicional de que estos objetos se encuentran en una etapa temprana de formación.

3. Conclusiones

Construimos una muestra de 33 planetas/enanas marrones jóvenes, 30 de los cuales orbitan estrellas de tipo T Tauri con edades $\lesssim 10^7$ años. El 62 % de las estrellas T Tauri con planetas y/o enanas marrones también tie-

**Las TTS se clasifican en dos tipos: las CTTS (*classical T Tauri stars*) y las WTTS (*weak emission T Tauri stars*). Las primeras son estrellas que tienen discos circunestelares ricos en gas con una relación de gas/polvo típica del ISM (100/1). Estos discos también muestran evidencia de acreción de masa. Las CTTS son, en promedio, más jóvenes que las WTTS; estas últimas no tienen discos primordiales y, en algunos casos, están asociadas con discos transicionales (Espaillat et al., 2014), ya más evolucionados.

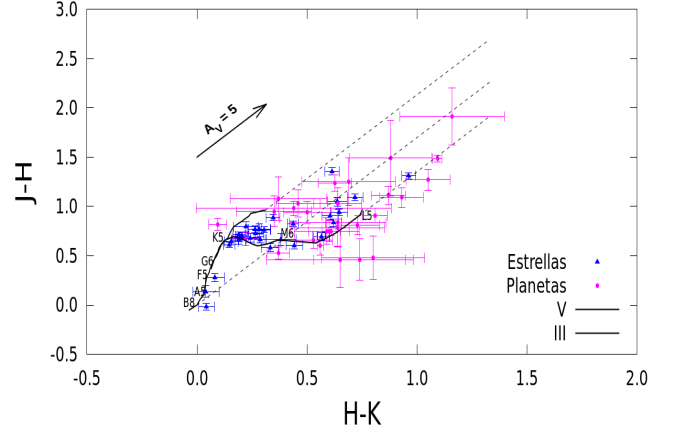


Figura 1: Diagrama color-color H-K vs. J-H. Los planetas y/o enanas marrones se indican con círculos de color rosa y las estrellas huéspedes de color azul. Las líneas de trazado continuo corresponden a los colores intrínsecos de estrellas de secuencia principal y de la rama de las gigantes (Bessell & Brett, 1988; Skrzypek et al., 2015, 2016). Las líneas de trazos delimitan la banda de enrojecimiento (Rieke & Lebofsky, 1985).

nen discos. El 82 % (27 de 33) de estos objetos han sido detectados por ID. En general se trata de objetos gigantes que orbitan a cientos de UA de la estrella central. Sólo 14 de estos objetos poseen masas dentro del régimen planetario (i.e., $< 13 M_{\text{Jup}}$) mientras que el resto podría corresponder al régimen de las enanas marrones. La posición de estos objetos gigantes en el diagrama J-H vs. H-K indica que, en su gran mayoría, poseen tipos espectrales L tempranos. Además, 6 de ellos presentan excesos intrínsecos de color lo cual sugiere la existencia de material alrededor del objeto central todavía en proceso de formación.

La creciente población conocida de planetas gigantes/enanas marrones jóvenes con semiejes a de algunos cientos de AU representa un desafío para los dos modelos de formación planetaria actualmente en boga, ya que para ninguno de los dos es factible formar planetas gigantes a tan grandes distancias, donde no habría suficiente masa en el disco para una formación in situ. Una posibilidad ampliamente explorada en la literatura propone un escenario en el cual la formación de los objetos gigantes ocurre a distancias más cercanas de la estrella anfitriona ($a \sim 10$ AU) y luego evoluciona hacia la parte exterior del sistema. Entre los mecanismos que llevarían al planeta/enana marrón hacia afuera están las interacciones dinámicas con otro planeta (interacción planeta-planeta), como resultado de las cuales el objeto en cuestión, generalmente el menos masivo de los dos, es expulsado a grandes distancias (Boss, 2006; Crida et al., 2009; Scharf & Menou, 2009; Veras et al., 2009). Una dificultad de este escenario es que para que este mecanismo (generalmente llamado dispersión gravitacional) opere se requiere la existencia de una población aún mayor de objetos cercanos de gran masa. Es bien sabido que las compañeras enanas marrones de estre-

Tabla 1: Propiedades de planetas y enanas marrones en estrellas T Tauri*. Notas: * Datos obtenidos de <http://exoplanet.eu/>. ** El valor tabulado de la masa corresponde a $m \times \sin i$.

Nombre	Masa [M_{Jup}]	a [UA]	Método de detección	¿Disco?	Edad estelar [$\times 10^6$ años]	Región de formación
Proplyd 133–533	13.0	–	ID	–	0.5	Orion
CVSO 30 c	$4.7^{+3.6}_{-2.0}$	662.0 ± 96.0	ID	–	2.65 ± 3	Orion
11 Oph b	21 ± 3	–	ID	Si	± 2	Ophiuchus
TWA 5 A(AB) b	4–145	86.0	ID	Si	5 – 12	TW Hydrae
LkCa 15 b	6.0 ± 1	15.7 ± 2.1	ID	Si	2	Taurus
ROXs 42B b	9.0 ± 3.0	140 ± 10	ID	No	$6.8^{+3.4}_{-2.3}$	Ophiuchus
1RXS 1609 b	14^{+2}_{-3}	300	ID	Si	11 ± 2	Scorpius
UScoCTIO 108 b	14^{+2}_{-8}	670	ID	Si	11 ± 2	Scorpius
CHXR 73 b	12^{+8}_{-5}	210	ID	–	2	Chamaeleon I
USco 1602–2401 b	47^{+20}_{-18}	1000 ± 140	ID	Si	–	Scorpius
USco 1610–1913 b	20^{+7}_{-3}	840 ± 90	ID	¿Si?	–	Scorpius
USco 1612–1800 b	26^{+16}_{-7}	430 ± 40	ID	Si	–	Scorpius
FW Tau AB b	10 ± 4	330 ± 30	ID	No	$1.8^{+0.5}_{-1.0}$	Taurus
ROXs 12 b	16 ± 4	210 ± 20	ID	Si	$7.6^{+2.5}_{-4.1}$	Ophiuchus
FU Tau b	15	800	ID	Si	1	Taurus
DH Tau b	$11^{+0.01}_{-0.003}$	330.0	ID	Si	1 ± 0.3	Taurus
CT Cha b	17 ± 6	440	ID	Si	± 2	Chamaeleon I
GQ Lup b	21.5 ± 20.5	103 ± 37	ID	Si	1 ± 0.1	Lupus
SR 12 AB c	13 ± 7	1083 ± 217	ID	–	1	Ophiuchus
2M 0441+23 b	7.5 ± 2.5	15.0 ± 0.6	ID	Si	1	Taurus
HIP 78530 b	23.04 ± 4.0	710.0 ± 60.0	ID	No	5/11	Scorpius
2M 11193–11 b	4.3–7.6	–	ID	–	10 ± 3	TW Hydrae
WISEA 1147–2040 b	5–13	–	ID	–	10 ± 3	TW Hydrae
GSC 6214–210 b	17.0 ± 3.0	320.0	ID	No	5/11	Scorpius
HIP 73990 c	22^{+35}_{-6}	32.0 ± 7.0	ID	¿Si?	15	Scorpius
HIP 74865 b	28^{+37}_{-10}	23.0 ± 6.0	ID	Si	15	Scorpius
2M 1207–39 b	4.0 ± 1.0	46.0 ± 5.0	ID	Si	8 ± 3	TW Hydrae
K2-33 b	$3.6^{+0}_{-3.6}$	0.0409 ± 0.0023	T,VR	Si	$9.5^{+1.4}_{-1.1}$	Scorpius
Tap 26 b	2.03 ± 0.46	0.0968 ± 0.0032	VR	No	17	Taurus
V830 Tau b	0.77 ± 0.15	0.057 ± 0.001	VR	No	2	Taurus
CVSO 30 b	$6.2^{+1.9}_{-1.7}$	0.00838 ± 0.00072	T,VR	–	2.65 ± 0.03	Orion
CI Tau b	$8.08 \pm 1.53^{**}$	–	VR	Si	2	Taurus
AS 205A b	$19.25 \pm 1.96^{**}$	0.162 ± 0.04	VR	Si	0.5	Scorpius

llas de tipo solar son raras para distancias < 5 UA; este déficit se conoce como el desierto de enanas marrones, Marcy & Butler (2000).

Más allá de las dificultades planteadas por estos planetas gigantes o enanas marrones jóvenes y distantes de su estrella, la detección y caracterización de este tipo de objetos en estrellas TTS con edades $\lesssim 10 \times 10^6$ años es de fundamental importancia para una mejor comprensión de las posibles arquitecturas de los sistemas planetarios extrasolares una vez que la estrella llega a la secuencia principal (Hobson & Gomez, 2017). Esta contribución se enmarca en un primer intento de caracterización de estos planetas y enanas marrones jóvenes.

Referencias

Basri G., 2000, ARA&A, 38, 485
 Bessell M. S., Brett J. M., 1988, PASP, 100, 1134
 Boss A. P., 1997, Science, 276, 1836
 Boss A. P., 2006, ApJL, 637, L137
 Bouvier J., Bertout C., 1989, A&A, 211, 99
 Carpenter J. M., et al., 2009, ApJS, 181, 197
 Crida A., Masset F., Morbidelli A., 2009, ApJL, 705, L148

Espaillet C., et al., 2014, Protostars and Planets VI, pp 497–520
 Fang M., et al., 2016, ApJL, 833, L16
 Hernández J., et al., 2007, ApJ, 662, 1067
 Hobson M. J., Gomez M., 2017, New A., 55, 1
 Kellogg K., et al., 2016, ApJL, 821, L15
 Kraus A. L., et al., 2015, ApJL, 798, L23
 Lanza A. F., et al., 2016, A&A, 592, A140
 Leggett S. K., et al., 2012, ApJ, 748, 74
 Lovos F. V., et al., 2016, BAAA, 58, 84
 Marcy G. W., Butler R. P., 2000, PASP, 112, 137
 Morales F. Y., et al., 2012, ApJ, 757, 7
 Pollack J. B., et al., 1996, Icarus, 124, 62
 Rieke G. H., Lebofsky M. J., 1985, ApJ, 288, 618
 Scharf C., Menou K., 2009, ApJL, 693, L113
 Schmidt T. O. B., et al., 2016, A&A, 593, A75
 Schneider A. C., et al., 2016, ApJL, 822, L1
 Skrzypek N., et al., 2015, A&A, 574, A78
 Skrzypek N., Warren S. J., Faherty J. K., 2016, A&A, 589, A49
 Veras D., Crepp J. R., Ford E. B., 2009, ApJ, 696, 1600
 Wolszczan A., Frail D. A., 1992, Nature, 355, 145
 Zapatero Osorio M. R., et al., 2002, ApJL, 569, L99
 Zhou Y., et al., 2014, ApJL, 783, L17



Mundos de agua en presencia de perturbadores masivos

M.B. Sánchez¹, G.C. de Elía^{1,2}, L.A. Darriba^{1,2}

¹ *Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, UNLP, Argentina*

² *Instituto de Astrofísica de La Plata, CONICET-UNLP, Argentina*

Contacto / msanchez@fcaglp.unlp.edu.ar

Resumen / En el presente trabajo tratamos la formación de mundos de agua en la zona habitable, bajo la presencia de un único planeta gigante gaseoso como perturbador masivo de un sistema planetario que se encuentra orbitando una estrella central de tipo solar. Realizamos un conjunto de simulaciones de N-cuerpos, considerando masas para el planeta gigante gaseoso entre $3 M_{jup}$ y $0.5 M_{sat}$, donde M_{jup} y M_{sat} representan la masa de Júpiter y Saturno, respectivamente. Nuestros resultados sugieren que gigantes más masivos que una masa entre los valores de masa de Saturno y Júpiter, constituyen una barrera dinámica en la formación de planetas con altos contenidos de agua en masa en la zona habitable de este tipo de sistemas planetarios.

Abstract / In this research, we study the worlds of water formation into the habitable zone, when they are under the influence of only one gaseous giant planet as a massive perturber of a planetary system which is orbiting around a Sun-like star. We carry out N-body simulations of planetary accretion, considering giant planets mass between $3 M_{jup}$ and $0.5 M_{sat}$, where M_{jup} and M_{sat} represent Jupiter and Saturn mass respectively. Our results suggest that giant planets bigger than ones with a mass between Saturn and Jupiter mass, become efficient dynamical barriers in the formation of planets with huge amount of water into the habitable zone of a system which orbits around a Sun-like star.

Keywords / planets and satellites: terrestrial planets — methods: numerical — astrobiology

1. Introducción

Gracias a las últimas mejoras en las técnicas observacionales y el refinamiento de modelos teóricos, es que sabemos de la existencia de una diversidad de sistemas planetarios alrededor de distintos tipos de estrellas huésped. Estudios observacionales y trabajos teóricos sugieren que los sistemas planetarios compuestos únicamente por planetas rocosos son los más comunes en el Universo. De un interés especial, son aquellos que se encuentran dentro de la zona habitable (en adelante llamada ZH), la cual está definida como una región circunestelar, dentro de la cual un planeta puede retener agua en estado líquido en su superficie. Sin embargo, que un planeta se encuentre en la ZH no es condición suficiente para albergar vida tal cual la conocemos hoy. En efecto existen otros factores que determinan la habitabilidad en un planeta, tal como la existencia de una atmósfera apropiada, la presencia de un campo magnético, entre otros (ver e.g. Martin et al., 2006).

Algunos autores utilizan simulaciones numéricas para estudiar la formación de planetas en la ZH y la caída de agua en distintos escenarios dinámicos, entre ellos podemos citar a Raymond et al. (2011), Quintana & Lissauer (2014) y Izidoro et al. (2015). En el presente trabajo, usamos simulaciones de N-cuerpos para estudiar la evolución dinámica de sistemas que albergan un gigante masivo ubicado cerca de la línea de hielo en torno a una estrella de tipo solar, una vez que el gas se ha disipado del disco. El foco de nuestro estudio está en la formación de mundos de agua en la zona habitable, considerando distintas masas para el planeta gigante y

asignándole valores entre $0.5 M_{sat}$ y $3 M_{jup}$.

2. Consideraciones generales

En esta sección, describimos el modelo que adoptamos de disco protoplanetario en conjunto con los parámetros elegidos para luego generar las condiciones iniciales de las simulaciones de N-cuerpos en esta última etapa de formación de un sistema planetario, referentes a la distribución de embriones y planetesimales, y la localización del gigante al comienzo de la etapa post gas.

2.1. Modelo de disco protoplanetario

El parámetro que determina la distribución del material en un disco protoplanetario es la densidad superficial. En nuestro trabajo adoptamos un perfil de densidad superficial para el gas $\Sigma_g(R)$ y otro perfil de densidad superficial para los sólidos $\Sigma_s(R)$ de la forma:

$$\Sigma_g(R) = \Sigma_{0g} \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-(R/R_c)^{2-\gamma}}, \quad (1)$$

$$\Sigma_s(R) = \Sigma_{0s} \eta_{ice} \left(\frac{R}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-(R/R_c)^{2-\gamma}}, \quad (2)$$

(Lynden-Bell & Pringle, 1974; Hartmann et al., 1998), donde R es la coordenada radial en el plano medio del disco protoplanetario, R_c el radio característico del disco, y γ el factor que determina el gradiente de densidad. El parámetro η_{ice} representa un incremento del material sólido debido a la condensación del agua más allá de la

línea de hielo R_{ice} . La constante de normalización Σ_{0g} es determinada asumiendo un disco con simetría axial. Bajo estas condiciones, podemos expresar la constante de normalización de la forma:

$$\Sigma_{0g} = (2 - \gamma) \frac{M_d}{2\pi R_c^2}. \quad (3)$$

donde M_d representa la masa del disco. Para determinar la constante Σ_{0s} usamos la relación entre los perfiles de densidad superficial del gas y sólidos (Lodders et al., 2009). Como consideramos una estrella de masa y metalicidad solar, dicha relación toma la forma $\Sigma_{0s} = z_0 \Sigma_{0g}$, donde z_0 es la abundancia primordial de elementos pesados en el Sol y toma un valor de $z_0 = 0.0153$.

Como trabajamos con sistemas que albergan un planeta gigante gaseoso cerca de la línea de hielo del sistema, tanto la masa del disco como los perfiles de densidad superficial del gas y sólidos deben ser adecuados para su formación. Adoptamos una masa para el disco de $M_d = 0.1 M_\odot$ (Salvador Zain et al., 2017), un radio característico de $R_c = 25$ ua, y un exponente $\gamma = 0.9$ (Andrews et al., 2010), consistente con las observaciones de la región de formación estelar de Ophiuchus. Asumimos un valor de $\eta_{ice} = 0.5$ si $R < R_{ice}$ y $\eta_{ice} = 1$ si $R > R_{ice}$ (Lodders et al., 2009), donde $R_{ice} = 2.7$ ua para una estrella de masa y metalicidad solar (Ida & Lin, 2004). Además consideramos que el disco protoplanetario presenta un gradiente de composición radial. De hecho, consideramos que los cuerpos que se encuentran más allá de R_{ice} presentan un 50% de agua en masa, mientras que a los cuerpos que se encuentran dentro de R_{ice} los consideramos secos. Esta distribución de agua es asignada a cada cuerpo en las simulaciones en su posición inicial.

2.2. Etapa post gas: distribuciones iniciales

A partir de los perfiles de densidad superficial del disco protoplanetario, determinamos la posición del planeta gigante y la distribución de embriones y planetesimales al inicio de la etapa post gas del sistema. Nuestra región de estudio está comprendida entre $0.5 \text{ ua} \leq R \leq 9.5 \text{ ua}$, y la dividimos en tres subregiones:

- Región interna: entre $0.5 \text{ ua} \leq R < 2.5 \text{ ua}$.
- Región central: entre $2.5 \text{ ua} \leq R < 3.5 \text{ ua}$.
- Región externa: entre $3.5 \text{ ua} \leq R \leq 9.5 \text{ ua}$.

En la región interna, sólo ubicamos embriones, ya que asumimos que se acretaron todos los planetesimales circundantes en las etapas anteriores (Salvador Zain et al., 2017). Expresamos la masa de cada embrión, localizado a una distancia R , asumiendo crecimiento oligárquico (Kokubo & Ida, 2000) y considerando una separación orbital entre dos embriones mutuos de masa M de $5 R_H$, siendo R_H el radio de Hill. Para la masa inicial del primer embrión, localizado en $R_0 = 0.5$ ua, derivamos un valor de $M_0 = 0.11 M_\oplus$. El resto de los embriones internos tendrán posiciones y masas iniciales dadas por las expresiones:

$$R_{i+1} = R_i + 5R_i \left(\frac{2M_i}{3M_\star} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

$$M_{i+1} = \left(A \left(\frac{2}{3M_\star} \right)^{1/3} \left(\frac{R_{i+1}}{R_c} \right)^{-\gamma} e^{-\left(\frac{R_{i+1}}{R_c} \right)^{2-\gamma}} \right)^{3/2} \quad (5)$$

para $i = 0, 1, \dots$, donde $A = 2\pi R_c^2 \Sigma_{0s} \eta_{ice}$. Obtenemos así una población de 37 embriones internos, con una masa total de $16.78 M_\oplus$.

En la región central sólo ubicamos al planeta gigante, cerca de la línea de hielo, a 3 ua, ya que suponemos que acreció todo el material circundante en las etapas anteriores. Además consideramos que es la región donde se maximiza la densidad superficial y es la zona de influencia apropiada para formar el núcleo de un planeta gigante del orden de $10 - 15 M_\oplus$, si consideramos el modelo de inestabilidad gravitatoria y un régimen de crecimiento oligárquico de protoplanetas para la formación del núcleo (Pollack et al., 1996). Considerando además que el gigante se formó *in situ*. Cada escenario de trabajo es definido por la masa del gigante considerada: $0.5 M_{sat}$, $1 M_{sat}$, $1 M_{jup}$, $1.5 M_{jup}$, $2 M_{jup}$ y $3 M_{jup}$.

En la región externa coexisten tanto embriones como planetesimales ricos en agua. Los embriones externos siguen la misma distribución que en la región interna, a menos de una función que depende de la distancia radial a la estrella central R (Salvador Zain et al., 2017). De esta forma, obtenemos un total de 12 embriones externos distribuidos en una masa total de $33.22 M_\oplus$. Con respecto a los planetesimales, calculamos su masa de la diferencia entre la masa de sólidos en esta región y la masa de embriones externos, dando una masa total de $55 M_\oplus$. Modelamos la cantidad de planetesimales con una función distribución, que depende de la distancia R a la estrella central.

2.3. Modelo de zona habitable

En este trabajo adoptamos la definición de ZH dada por Kopparapu et al. (2013) y Kopparapu et al. (2014). Estos autores suponen que dentro de la ZH las atmósferas están dominadas por agua, mientras que en el exterior están dominadas por dióxido de carbono. Ellos encontraron que cuanto mayor es el planeta, más ancha es la ZH asociada al mismo. Además, llegaron a la conclusión de que el límite interno de la ZH se acerca a la estrella a medida que aumenta la masa del planeta inmerso en ella, mientras que el límite exterior se mantiene fijo. En nuestro trabajo adoptamos los valores del límite interno de la ZH en relación a las masas planetarias utilizadas y realizamos una interpolación para poder asociar a los planetas sobrevivientes al final de las simulaciones con sus respectivos límites internos de ZH.

3. Simulaciones de N-cuerpos

Para llevar a cabo nuestro estudio, realizamos simulaciones de N-cuerpos utilizando el código MERCURY (Chambers, 1999). El mismo hace evolucionar las órbitas de embriones y planetesimales permitiendo colisiones entre ellos. Se consideran colisiones perfectamente inelásticas, donde se conserva la masa y el contenido de agua de todos los cuerpos en cada simulación. Para reducir el tiempo de CPU, asumimos que los embriones interactúan

con todos los cuerpos, mientras que a los planetesimales los consideramos no autointeractuantes (Raymond et al., 2006). Integramos cada simulación durante 100 millones de años, lo cual es consistente con la escala de tiempo de formación de la Tierra (Jacobson et al., 2014). En todos nuestros escenarios de trabajo consideramos la misma distribución de masas y posiciones tanto para los embriones como para los planetesimales. El parámetro que varía es la masa del planeta gigante en cuestión. Asumimos órbitas cuasi coplanares y cuasi circulares al inicio de la simulación para todos los cuerpos. Debido a la naturaleza estocástica de los procesos de acreción es que realizamos un set de simulaciones para cada uno de nuestros 6 escenarios de trabajo para poder analizar los resultados de manera estadística. Para los últimos 5 escenarios realizamos 30 corridas, mientras que para el primero sólo realizamos 13, por el excesivo tiempo de CPU.

4. Resultados

Una vez definidos nuestros escenarios de trabajo, al finalizar las simulaciones estudiamos como un único planeta afecta a la evolución de embriones y planetesimales ricos en agua localizados mas allá de la línea de hielo, para poder entender como se llegan a formar planetas con altos porcentajes de agua en masa en la ZH en cada uno de estos escenarios. Vamos a considerar que un planeta es potencialmente habitable si tanto su semieje mayor, como su perihelio y afelio se encuentran dentro de la ZH durante la mayor parte de la integración numérica. Sin embargo, si un planeta no presenta su órbita completamente contenida pero su afelio o perihelio se encuentran cerca de los límites de la ZH, usamos el criterio del flujo promediado para analizar la habitabilidad (Williams & Pollard, 2002). Aplicando dichos criterios, podemos encontrar planetas en la ZH en todos nuestros escenarios de trabajo. De cada uno de los planetas localizados en la ZH al final de las integraciones, podemos saber la cantidad de aquellos que consideramos mundos de agua. Llamaremos de tal forma, a aquellos planetas que lograron sobrevivir en la ZH con altos contenidos de agua, ya sea por provenir de semillas de acreción inicialmente localizadas en la región externa, mas allá de la línea de hielo, o por provenir de semillas de acreción inicialmente localizadas en la región interna, que recibieron un impacto de un embrión externo rico en agua. En el panel superior de la Fig. 1, mostramos en porcentaje la cantidad de planetas que lograron ubicarse en la ZH al final de las integraciones, considerando el total de simulaciones hechas por escenario y teniendo en cuenta que como máximo un sólo planeta logró ubicarse en la ZH en cada simulación, al final de la integración. Podemos observar que los planetas gigantes entre $1 M_{jup}$ y $2 M_{jup}$ son los que permiten formar más planetas en la ZH. En el panel inferior de la Fig. 1, expresamos en porcentaje la cantidad de mundos de agua que sobrevivieron en la ZH de cada escenario, sobre el total de planetas encontrados en la ZH. Podemos notar como el porcentaje de mundos de agua decrece en función de la masa del planeta gigante, siendo nulo en los escenarios con perturbadores más masivos, es decir aquellos de $2 M_{jup}$ y $3 M_{jup}$.

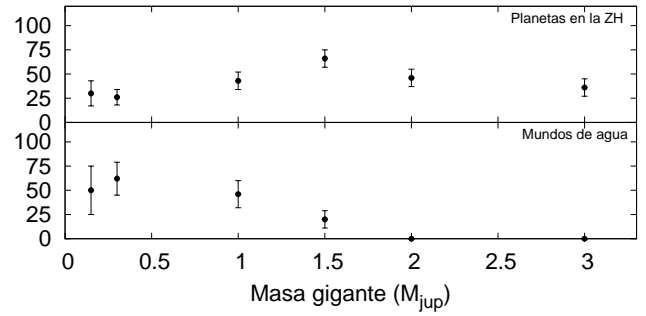


Figura 1: El gráfico superior representa los porcentajes promedios del total de planetas encontrados en la ZH en cada escenario de trabajo, mientras que el gráfico inferior muestra los porcentajes de mundos de agua sobre el total de planetas encontrados en la ZH de cada escenario.

Nuestro resultado más relevante, en lo que respecta a la formación de mundos de agua en la zona habitable, es el hecho de que un planeta gigante del orden de una masa entre la de Saturno y Júpiter, parece representar un límite a partir del cual comienza a decrecer la eficiencia de formación de planetas con altos contenidos de agua en masa en la ZH, pareciendo ser improbable su existencia en sistemas con perturbadores más masivos que $2 M_{jup}$, localizados detrás de la línea de hielo, en sistemas que orbitan una estrella de tipo solar.

Agradecimientos: Agradecemos a los Comités Organizadores Local y Científico de la 60ª Reunión de la A.A.A. por haber tenido en cuenta el presente trabajo.

Referencias

- Andrews S. M., et al., 2010, ApJ, 723, 1241
- Chambers J. E., 1999, MNRAS, 304, 793
- Hartmann L., et al., 1998, ApJ, 495, 385
- Ida S., Lin D. N. C., 2004, ApJ, 604, 388
- Izidoro A., et al., 2015, ApJL, 800, L22
- Jacobson S. A., et al., 2014, Nature, 508, 84
- Kokubo E., Ida S., 2000, Icarus, 143, 15
- Kopparapu R. K., et al., 2013, ApJ, 765, 131
- Kopparapu R. K., et al., 2014, ApJL, 787, L29
- Lodders K., Palme H., Gail H.-P., 2009, Landolt Börnstein
- Lynden-Bell D., Pringle J. E., 1974, MNRAS, 168, 603
- Martin H., et al., 2006, Earth Moon and Planets, 98, 97
- Pollack J. B., et al., 1996, Icarus, 124, 62
- Quintana E. V., Lissauer J. J., 2014, ApJ, 786, 33
- Raymond S. N., Quinn T., Lunine J. I., 2006, Icarus, 183, 265
- Raymond S. N., et al., 2011, A&A, 530, A62
- Salvador Zain P., et al., 2017, ArXiv e-prints
- Williams D. M., Pollard D., 2002, International Journal of Astrobiology, 1, 61



La enseñanza de la Astronomía: nuestro vínculo con la gente

N. Camino¹

¹ Complejo Plaza del Cielo, CONICET-FHCS, UNPSJB

Contacto / nestor.camino@speedy.com.ar, plazadelcielo@gmail.com

Resumen / Se presentan algunas reflexiones sobre los múltiples aspectos (históricos, epistemológicos, culturales, profesionales, didácticos) inherentes a la función social de la Astronomía en la construcción de una visión de mundo actual y planetaria, respetuosa de las identidades individuales y culturales.

Abstract / Some reflections are presented on the multiple aspects (historical, epistemological, cultural, professional, didactic) inherent to the social function of Astronomy in the construction of a current and planetary world view, respectful of individual and cultural identities.

Keywords / miscellaneous — sociology of astronomy

1. ¿De qué se trata la Astronomía?

Si bien esta pregunta pareciera una trivialidad, más aún en el contexto de una reunión de astrónomos profesionales, a veces es necesario volver a las preguntas más básicas, y luego de un esfuerzo por construir una respuesta que nos satisfaga, en todos los sentidos posibles, retomar nuestro quehacer habitual, aunque desde una nueva perspectiva.

En principio, se podría caracterizar a la Astronomía como una actividad social de la especie humana en la Tierra, actividad especializada en construir y validar conocimiento científico sobre el Universo. Esta definición, relativamente moderna si se quiere, incluye concepciones sobre conocimiento, ciencia, universo, entre muchas otras tácitamente “dadas por hecho”.

Yendo más atrás en la historia de la Humanidad, también podríamos definir a la Astronomía (aunque seguramente no con este nombre) como una de las formas culturales de las civilizaciones para relacionarse con el cielo. Así, podríamos rastrear en todas y cada una de las culturas que han existido (y podríamos afirmar que existirán) en nuestro planeta, los elementos que constituyen lo que denominamos una “cosmovisión”. Las concepciones que conforman una cosmovisión, en sentido amplio, pueden no sólo incluir al cielo, sino a muchos de los aspectos que hacen a la vida, individual y social, de un grupo humano, lo que acerca este concepto al término aún más general de “visión de mundo” (López, 2009; Camino, 2006).

Lo que nos interesa resaltar aquí, en especial, es que una cosmovisión es esencialmente idiosincrática, histórica y temporal, contextualizada fuertemente al grupo social que la sostiene. Así, no existe “una” cosmovisión, ni es única ni lo será para siempre, sino que en general pueden existir muchas, superpuestas, históricamente situadas y culturalmente condicionadas, todas provisorias a través

de la Historia, y que necesariamente tendrán diferentes características, alcances, procesos de construcción, involucrando distintos aspectos del mundo natural y social.

De acuerdo con lo antes expuesto, podemos decir que la Astronomía actual (disciplina científica moderna) brinda una mirada sobre el universo, “nuestra mirada”: una cosmovisión propia construida por un conjunto de seres humanos (y no por todos) a través de los últimos (pocos) siglos, y que de alguna manera se constituye como la cosmovisión dominante planetaria (por su extensión geográfica, por su supervivencia temporal, por su supuesta “trans-culturalidad”, entre otras muchas características de lo que denominamos actualmente la “globalización”).

2. ¿Qué es lo que hacemos los astrónomos?

Entonces, podemos considerar que todos quienes nos dedicamos, de una u otra manera, a la actividad que hoy denominamos (ciencia) Astronomía estamos construyendo en forma colaborativa una cierta mirada, actual, sobre el universo en el que vivimos: una cosmovisión particular (si sólo pensáramos en la disciplina científica, y no en su impacto cultural planetario, bien podríamos asimilar el término cosmovisión al de “paradigma”, según Kuhn 1992).

Los astrónomos, entonces, son quienes construyen el conocimiento que luego se transformará, gradualmente, en parte constitutiva de la mirada, de la cosmovisión, que la gente de esta época tendrá sobre el Universo (cómo se inició, de qué está hecho, cómo funciona, cómo evoluciona).

Es decir, es de esperar que, quizás, algún día, algo de lo que se ha presentado en esta 60ª Reunión de la AAA, se convierta en uno de los elementos de la cosmovisión que la comunidad mundial tendrá sobre el Universo. Será entonces parte del paradigma de la Astronomía,

y parte de la mirada que la gente tendrá y será “dada por hecho”, tal como hoy lo son conceptos como “agujero negro”, “planeta enano”, “fotón”, “onda gravitacional”, “vida”, entre muchos otros.

3. De qué está hecho el mundo (sobre lo que “vemos” y lo que “no vemos”)

Según Kuhn (1992), “cuando cambian los paradigmas, el mundo mismo cambia con ellos”. En la actualidad describimos (e intentamos explicar) el Universo mediante modelos que contienen entes como, por ejemplo, campos, materia oscura, quarks; ya no incluimos, por ejemplo, al éter luminífero, a los espíritus, a las causas finales, al flogisto. Un paradigma, y más cercano a la comunidad no científica, una cosmovisión, definen qué es lo “real”, que es lo ontológicamente permitido en nuestra época y para nuestro grupo de pertenencia. Así, “vemos” lo que nos es permitido ver, y “no vemos” lo que no está incluido en la ontología de la cosmovisión en la que vivimos. Si modificáramos por alguna razón los elementos del paradigma dominante, comenzaríamos a ver, y a utilizar en los modelos descriptivos y explicativos (y por extensión en todos los aspectos de la vida social en general), entes que antes no existían. Veamos la Figura 1, tomada en Esquel, hacia el Sur-Oeste, en dos momentos distintos.

Podríamos preguntar: “¿cuál de las dos montañas está más lejos?”. Claramente, lo que percibimos es que la montaña de la foto de abajo “está más lejos”. Pero, también “es muy claro” que tal afirmación no es posible (no nos satisface como posible) ya que ambas fotos registran exactamente el mismo paisaje (y nosotros conocemos y sabemos cómo funciona la “realidad” que nos rodea), aunque hay algo que altera su apariencia. ¿Cómo se puede explicar esto, siendo que por supuesto confiamos en este registro fotográfico como algo “objetivo” y sin trucos?

Si en nuestra cosmovisión no existiera nada más que montañas, aire, luz, etc., con nosotros mirando, bien podríamos explicar lo registrado de modos que quizás hoy nos resultarían “fantásticos”, como por ejemplo que la montaña se mueve por sí misma y, en casos muy excepcionales, quizás pocas veces en la vida de una persona, y ante eventos muy especiales, la montaña se “retira”, alejándose hacia el horizonte, lo cual dura pocos días, y luego regresa, una vez superada la situación excepcional. Tal lejanía hace que veamos a la montaña más débil, más rojiza. Suena raro, ¿no?. Pero sería una explicación posible, plausible, y satisfactoria desde ciertas cosmovisiones (que suponemos no son las nuestras en la actualidad).

Otra explicación posible (y más satisfactoria para nosotros) sería que la foto de abajo registra un momento en que las cenizas en suspensión en la atmósfera de la región, eyectadas por la erupción del volcán Calbuco en febrero de 2015, filtran la luz proveniente del paisaje lejano, disminuyendo su intensidad y enrojeciendo el fondo del horizonte. Así, en nuestra cosmovisión estarían incluidos entes y procesos (ceniza volcánica, extinción atmosférica de la luz) que no existían en la anterior cosmovisión, y no estaría incluida la posibilidad de que una

montaña se moviera por el espacio en respuesta a situaciones excepcionales (que las hay, sin dudas...).

El efecto que se muestra en las dos fotos anteriores es idéntico a lo que sucede con la extinción producida por el polvo cósmico: si éste no existiera (por no ser un ente de cierta cosmovisión), el tamaño del Universo sería otro, bastante mayor al tamaño que hoy consideramos satisfactorio dentro de la actual cosmovisión (paradigma) en la cual el polvo sí existe, e interactúa con la luz de las estrellas lejanas (las “montañas”), atenuándola y enrojeciéndola.

Así, son los astrónomos quienes a través de su actividad profesional van definiendo qué es lo que existe y qué procesos ocurren en el Universo de cada época. Astrónomos han habido en muchas épocas, pero el Universo ha sido conceptualizado, modelizado, explicado, de formas muy distintas a través de esas mismas épocas. ¿Qué ocurrirá hoy? ¿Compartiremos astrónomos y la gente de nuestro país y el mundo, en este presente tan complejo, la misma cosmovisión?

4. ¿Cómo llega el conocimiento que construyen los astrónomos a la comunidad abierta?

Si pensamos en que algún día, quizás, lo que un astrónomo construye hoy podría estar en un libro de escuela primaria o ser parte de una charla casual entre amigos, deberíamos preguntarnos de qué manera sería posible semejante impacto: desde la soledad de un pequeño grupo de especialistas a la globalidad de la gente que puebla nuestro mundo actual.

Para imaginar la relación entre unos y otros, astrónomos y gente en general, pensemos lo siguiente. La Asociación Argentina de Astronomía tiene unos 250 socios (para esta estimación duplicaremos tal número, unos 500, para cubrir a posibles no miembros de la AAA); la relación con los casi 45 millones de habitantes de nuestro país, sería, aproximadamente, de 1 astrónomo cada 90.000 habitantes. Similar relación se establece entre los astrónomos del mundo para con la población del planeta: 11.000 miembros de la IAU (aumentada en un orden de magnitud para esta estimación, unos 100.000), contra los poco más de 7.000 millones de personas, da, aproximadamente, una relación de 1 astrónomo cada 70.000 habitantes. Así, y como imagen muy simple, la relación 1:100.000 es una buena estimación (ver Figura 2).

¿Cómo es posible entonces que pensemos que con esta relación lo que los astrónomos generan podría llegar a constituirse algún día en elementos de la cosmovisión de la gente? Es decir: ¿de qué manera el quehacer de los astrónomos, de la Astronomía como disciplina científica actual, se vincularía en forma significativa con la gente, y no quedaría como el “divertimento” de unos pocos especialistas en el mundo? Es claro que, si se trabajara en soledad, sin contacto con otros estamentos de la comunidad y sin generar acciones específicas, intencionales, que trasciendan el campo más profundo de la disciplina de origen, la Astronomía, tal proceso no sería posible.

Vale recordar (resaltar) que Copérnico, Newton, Einstein, y varios otros, no escribieron un “paradig-



Figura 1: Dos fotos tomadas desde el mismo lugar, ¿vemos el mismo paisaje?

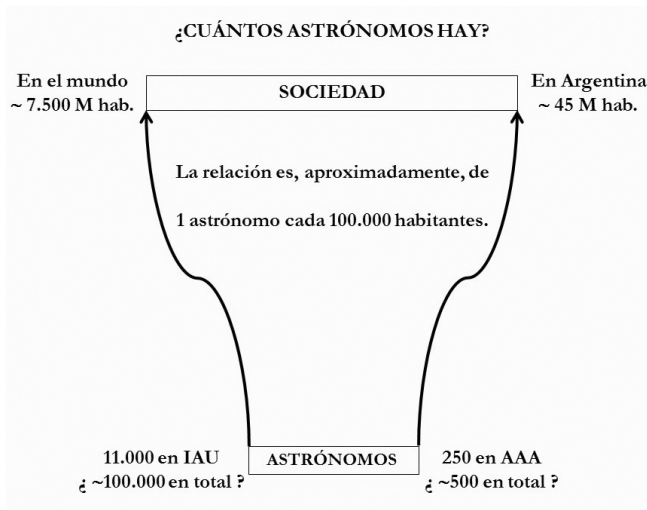


Figura 2: Relación astrónomos-población, en Argentina y el mundo.

ma” ni establecieron una “cosmovisión”: fuimos nosotros quienes convertimos a través del trabajo colaborativo durante décadas una teoría, una idea, una mirada quizás personal, en una cosmovisión compartida, en un hecho cultural en definitiva, el cual nos identifica como “hijos de nuestro tiempo”. Pero entonces, ¿de qué manera las personas que no son astrónomos profesionales podrían ser hijas de su tiempo (en lo que a la concepción científica de Universo respecta, al menos) si quienes generan los elementos de tal concepción no se vinculan con ellas?

Es por lo antes expuesto que consideramos que la Astronomía debe, necesariamente y en todo momento, estar vinculada intencional y profesionalmente con la Educación. Educación en sentido amplio: con los educadores profesionales, con aquellos aficionados a la Astronomía que además realizan acciones educativas, con los divulgadores de la ciencia y los medios de comunicación, entre muchos otros. Y además, lo que no es poco, es ne-

cesario que quienes construyen y validan conocimiento en Astronomía, los astrónomos, incorporen en su mirada profesional la responsabilidad (ética si se quiere) de pensar, en cada momento, en la gente de la comunidad de pertenencia (que para los astrónomos debería ser toda la Humanidad).

Bien podríamos decir que (desde esta particular perspectiva) es inherente al ser astrónomo el pensar en cada momento en la gente de la comunidad local y mundial a la que pertenecemos (y a la que nos debemos). Quizás también, esta forma de imaginar la función y el trabajo de un astrónomo daría una metafórica transformación de aquella imagen que la gente tiene del trabajo científico: el astrónomo ya no estaría “en soledad en su cúpula” sino que estaría “junto a muchos otros”, relacionándose con el cielo de formas nuevas, construyendo una mirada sobre el Universo que será la que nos identifique en un futuro no muy lejano como sociedad planetaria.

5. Consideraciones finales y algunas propuestas

Lo que hemos expuesto hasta aquí es una parte muy importante de la concepción desde la que hemos desarrollado nuestro trabajo sobre Investigación en Enseñanza/Didáctica de la Astronomía (Camino, 2010), en el contexto del Complejo Plaza del Cielo, desde la ciudad de Esquel y por más de 30 años: un trabajo sistemático, intencional, de integración y vinculación de la Astronomía, la Educación y la Cultura con la gente, en especial con los más chicos, principalmente en la Patagonia, buscando contribuir a que todos recuperemos y profundicemos nuestra conexión con el cielo, en todos los sentidos posibles (conocimiento, emociones, etc.). Nuestro trabajo ha tenido (tiene) además los siguientes supuestos:

- El aprendizaje, y por consiguiente la construcción de una cierta cosmovisión, se da a través de todo el

ciclo vital, desde que nacemos hasta nuestra muerte, en forma activa, gradual y continua, permanente, aunque con estilos y tiempos idiosincráticos.

- La vinculación con el cielo real debe estar presente en toda acción sobre Enseñanza de la Astronomía. Modelos concretos, Planetarios, Softwares, etc., son herramientas didácticas de gran valor y potencialidad, pero sólo cobran profundo valor si están vinculadas con la percepción y vivencia del cielo real.
- Todos los temas, sin excepción, pueden ser enseñados y aprendidos. Sólo es necesario diseñar las didácticas específicas acordes con quienes aprenderán.
- La Enseñanza de la Astronomía no es un hobby, ni una actividad de “extensión”, ni es propia de aficionados. Muy por el contrario: es una disciplina científica con identidad epistemológica propia, que vincula a la Educación con la Astronomía, en contextos históricos, sociales y culturales diversos.
- La Enseñanza de la Astronomía debe ser una tarea profesional, sistemática, intencional y conjunta entre astrónomos y educadores, con acciones diseñadas específicamente y pensadas para llegar a todos sin excepción.
- El diseño de acciones en Didáctica de la Astronomía demanda ciertos desafíos (como toda didáctica específica), en especial: cómo mantener un delicado equilibrio entre la rigurosidad conceptual y metodológica propias de la disciplina científica Astronomía, con los tiempos, intereses, necesidades y modalidades de aprendizaje de las personas con quienes compartiremos tales acciones, en cierto contexto institucional y en un acotado período de tiempo (hacer didáctica no es “simplificar las cosas”, sino transformarlas para que todos comprendan lo profundo de los conceptos involucrados y no sus aspectos más “triviales”).

Hemos intentado en estos muchos años hacer realidad aquellos supuestos a través de diversas acciones, las cuales han tenido gran significatividad social en nuestra región (condición en general no explicitada, pero que se establece quizás en una de las condiciones *sine qua non* más importantes para la realización satisfactoria de acciones educativas; ver Figura 3):

Proyectos de innovación e investigación didáctica para chicos de primaria, para adolescentes de secundaria, para adultos mayores, para docentes en ejercicio. Ciclos de charlas en escuelas y en centros culturales. Proyectos colaborativos internacionales, en especial en América del Sur. Programas de radio específicos y notas en medios de comunicación. Construcción de dispositivos de intervención social comunitaria, como representaciones a escala, relojes de Sol, entre otros. Funcionamiento de un pequeño planetario, el cual lleva ya 23 años de trabajo continuo. Distribución de información y comunicación directa a través de la web, redes sociales y correo electrónico, especialmente para docentes, bibliotecas escolares y medios de comunicación. Publicación de revistas sobre Didáctica de la Astronomía para el Nivel Primario. Asesoramiento



Figura 3: Compartiendo el eclipse (arriba) y mural pintado por dos artistas locales (abajo). Eclipse anular de Sol del 26 de febrero de 2017, observado desde Facundo, Chubut.

a proyectos de investigación de grupos de estudiantes en escuelas secundarias. Observaciones públicas de distintos eventos astronómicos. Diseño, construcción y medición a través de dispositivos astronómicos sencillos aunque rigurosos, de distintos parámetros astronómicos. Funcionamiento de una biblioteca especializada y sistematizada en Didáctica de la Astronomía, abierta al público. Realización de jornadas y encuentros científicos que reúnen a astrónomos profesionales, docentes, aficionados a la Astronomía y público en general. Vinculación con el Sistema Educativo formal, en especial con el Nivel Secundario el cual tiene en nuestra provincia el espacio Astrofísica y Exploración Espacial en el 6° Año de la Orientación en Ciencias Naturales.

Cabe destacar, por último, que todas las acciones del Complejo Plaza del Cielo son libres y gratuitas, sin excepción, criterio que para la realidad patagónica es de gran relevancia.

¿Cómo se podría fortalecer entonces desde la formación académica inicial (las Licenciaturas en Astronomía) el vínculo del quehacer profesional en Astronomía con

la gente de la comunidad de la que formamos parte (y que no son, ni quieren, ser astrónomos)? En principio, siendo concientes de la trascendental función social que el trabajo de los astrónomos tiene para la comunidad de pertenencia, en especial sobre la construcción de una cosmovisión actual. Así, nos permitimos realizar las siguientes sugerencias/propuestas para ser incorporadas a las carreras de formación inicial, las Licenciaturas en Astronomía de Argentina.

- Con el objetivo de que los futuros astrónomos comprendan la evolución histórica y el rol fundamental de la Astronomía en la construcción de cosmovisiones, no sólo del pasado sino a futuro, y que puedan entonces enmarcar satisfactoriamente su trabajo profesional en esta concepción, proponemos incorporar al Plan de Estudios de las Licenciaturas en Astronomía una asignatura obligatoria, que incluya elementos de Epistemología de las Ciencias Naturales (de la Astronomía en particular), de Sociología de la Ciencia, y de Astronomía Cultural (SIAC, 2018, incorporando a la Enseñanza de la Astronomía como parte fundamental del continuo ArqueoAstronomía – EtnoAstronomía – Historia de la Astronomía – Astronomía Científica – Educación en Astronomía). Tal asignatura podría denominarse “Contextos Socio-Históricos de la Astronomía”, podría ser una cátedra compartida, de régimen anual, y cursarse hacia 3°/4° Año.
- Realizar durante los estudios de grado pasantías y/o proyectos de corta duración, sobre Enseñanza de la Astronomía, participando en acciones de investigación y/o divulgación.
- Reconocer a la Enseñanza de la Astronomía como una de las especialidades de la Astronomía. En especial, abriendo la posibilidad de realizar Tesis de Grado y Tesis de Doctorado sobre temáticas específicas del campo de la Educación (en sentido amplio: Didáctica específica, Representaciones sociales, Divulgación científica, Publicaciones en distintos formatos, Producción en Medios digitales, Planetarios, Softwares, y muchos otros).

¿Qué otras acciones posibles para la comunidad de la Astronomía argentina podríamos sugerir? Desde nuestra concepción podrían haber muchas, sin dudas, pero nos interesa principalmente resaltar, nuevamente, el hecho de que es inherente a nuestra tarea como astrónomos, y como educadores, contribuir a que la gente con quienes compartimos la Sociedad incorpore elementos de la cosmovisión científica actual a sus propias visiones de mundo, siendo además concientes de la riqueza de otras miradas posibles, aunque no sean quizás de este tiempo o de esta cultura.

Quizás nuestra tarea más importante sea tomar conciencia de que a través de nuestra actividad profesional estamos educando a otros, contribuyendo a ser todos “hijos de nuestro tiempo”, vinculados al pasado y con proyección a un futuro en el cual nuestras miradas ya no serán las dominantes. Estamos convencidos que de esta manera la construcción de conocimiento en Astronomía será una actividad cultural significativa de relevancia y reconocimiento social.

Agradecimientos: A Beatriz García y a Hebe Cremades, y a todos en la Asociación Argentina de Astronomía, por la invitación a dar esta charla y en especial por la cálida atención recibida durante mi participación en la Reunión. Agradezco además a Hebe Cremades por su ayuda permanente en la preparación del presente texto, y a los responsables de la edición de las Actas por su cordialidad y tolerancia.

Referencias

- Camino N., 2006, PhD thesis, Universidad Nacional de La Plata, Facultad de Humanidades y Ciencias de la Educación para optar al grado de Doctor en Ciencias de la Educación, La Plata, Argentina
- Camino N., 2010, in Gómez M., Paolantonio S., Parisi C., eds., Actas de Workshop de Difusión y Enseñanza de la Astronomía. Asociación Argentina de Astronomía
- Kuhn T. S., 1992, La estructura de las revoluciones científicas, Fondo de Cultura Económica, Breviarios
- López A., 2009, PhD thesis, Universidad de Buenos Aires, Facultad de Filosofía y Letras, Orientación Antropología, Buenos Aires, Argentina



ARxCODE

Prototipo de software para el análisis de riesgo por colisión con desechos espaciales

M.C. Valenti¹, M. Colazo²

¹ Universidad Nacional de La Matanza, Argentina

² Comisión Nacional de Actividades Espaciales, Argentina

Contacto / maceciliavalenti@gmail.com

Resumen / En este trabajo presentamos el prototipo de software ARxCODE. Un sistema diseñado para el estudio de acercamientos con riesgo de colisión, entre misiones satelitales operativas y desechos espaciales. ARxCODE tiene la capacidad de extraer la información que proviene de los mensajes de alerta de colisiones estandarizados, *conjunction data message* (CDM), y de procesar datos ingresados manualmente.

Los estudios de acercamientos de riesgo que involucran desechos espaciales acarrean grandes incertezas respecto a la posición del desecho, en especial para aquellos organismos que no cuentan con instrumentos propios de rastreo. En la actualidad, además de la distancia mínima de acercamiento, debe considerarse la probabilidad de colisión. El cálculo de la probabilidad de colisión requiere tener conocimiento de los errores de las posiciones y esto no siempre es conocido. En el siguiente trabajo se describe la implementación de un método para la estimación de la matriz de covarianza de la posición del desecho y se propone un método estadístico para el cálculo de la propagación de los errores que introducen las posiciones iniciales a partir de datos públicos y el propagador analítico utilizado en la predicción del acercamiento. Finalmente se implementa un método simplificado para el cálculo de la probabilidad de colisión.

ARxCODE es una herramienta que ofrece a los operadores de los centros de control de misión, la posibilidad de tener una visión más clara de las situaciones de encuentro, para aquellos momentos de intercambio de diálogo con los organismos internacionales de alerta.

Abstract / In this article we present the ARxCODE software prototype, an operational system to monitor close conjunctions between operational satellites and space debris. ARxCODE processes risk encounter alerts messages conjunction data message (CDM) produced by the Joint Space Operations Center (JSpOC) and returns the probability of collision as well as a complete encounter scenario characterization and visualization. Risk conjunctions analysis, in particular those with space debris, involves significant position uncertainties especially for agencies without space surveillance networks. Nowadays, besides minimum distance, probability of collision is required. This article describes the methodology implemented for the debris's position matrix covariance estimation and a statistic method to compute initial position error of public data and error propagation produced by the analytical propagator.

This tool offers mission control center operators the possibility to have a clearer overview of the conjunction situation, especially in dialog with international agencies during risk situation intervals.

Keywords / space debris — collision avoidance — probability of collision

1. Introducción

Las colisiones entre objetos espaciales son una de las causas de generación de desechos espaciales. La primera colisión catastrófica que se registra, sucedió en el año 2009, entre el satélite ruso *KOSMOS 2251* que había quedado fuera de servicio y el satélite operativo *IRIDIUM 33* de la constelación de *IRIDIUM*. El evento ocurrió a 790 kilómetros de altura y generó más de 2500 fragmentos, de los cuales, 500 aún permanecen en órbita.

Durante los últimos años las distintas políticas de mitigación en relación a explosiones intencionales, restos de combustibles, el tratamiento de las baterías y la protección de los materiales frente a impactos pequeños, han reducido el número de desechos asociados

a estas cuestiones y a causas desconocidas; no obstante, los desechos generados por colisiones han aumentado.

Ya en 1978 estudios hechos por D. Kessler y Cour-Palais, (Kessler & Cour-Palais, 1978), anunciaban el riesgo del efecto en cascada que podrían producir las colisiones, aumentando los desechos en un camino catastrófico sin fin y mostrando que los desechos generados por colisiones superarían los impactos por meteoritos. Conclusiones similares se desprenden del estudio de Karacalioglu (Karacalioglu & Stupl, 2016), cuyas simulaciones futuras señalan que en los próximos años serán las colisiones las que mayor número de desechos aporten al total de objetos que orbitan la Tierra en las órbitas bajas.

Tabla 1: Valores medios de las desviaciones estándar para la propagación de errores.

días	$\sigma_R[km]$	$\sigma_T[km]$	$\sigma_N[km]$
< 1	0.2305101561	1.094573238	0.3909369813
1 día	0.1977518969	1.5002919	0.3965315916
2 días	0.1696853055	1.810516887	0.4009295813
3 días	0.1488251471	2.079695086	0.4050325618
4 días	0.136847698	2.175079036	0.4131716287
5 días	0.1386623435	2.390587623	0.4236629648
6 días	0.154903039	2.516449903	0.18872192

En esta tabla, σ_R , σ_T y σ_N representan las desviaciones estándar en las direcciones radial, normal a la dirección radial y perpendicular al plano de la órbita, respectivamente. Autoría propia.

2. La situación de encuentro

Para identificar una situación de encuentro entre dos objetos que orbitan la Tierra se utilizan los datos generados por redes de rastreo y modelos de propagación orbital que permiten calcular las posiciones futuras de los objetos y analizar si van a acercarse entre ellos. Esta metodología para la predicción de un encuentro, acumula los errores de las mediciones y de los modelos de la determinación orbital, junto con los errores que introducen los modelos de propagación. Es por esta razón que para el estudio minucioso de la situación de riesgo es necesario tener conocimiento, no sólo de las posiciones, sino también de los errores asociados, para no generar falsas alarmas u omitir situaciones graves. En este sentido la estimación de errores es un proceso fundamental y la distancia mínima de acercamiento deja de ser el único parámetro a considerar, sumando al estudio del riesgo de colisión el cálculo de la probabilidad de colisión (PoC, por sus siglas en inglés).

En los encuentros que involucran misiones operativas y desechos espaciales, el tratamiento de errores en las posiciones es diferente para cada uno de los objetos, siendo los desechos los que introducen mayor error en los cálculos, en particular si la determinación de la posición del desecho se extrae del conjunto de elementos orbitales “Two-line Elements” (TLE), de público acceso que ofrece el departamento de defensa norteamericano a través del sitio *Space Track* (<https://www.spacetrack.org>).

2.1. Los errores en la posición

Para la estimación de los errores que se cometen al determinar la posición y velocidad inicial utilizando TLE, se implementó el método de Osweiler (Osweiler, 2006). El mismo consiste en utilizar un conjunto de TLE de un intervalo de dos semanas, y considerar el último TLE del conjunto, al que denomina primario como el valor real o verdadero. A partir de esa premisa, el autor propaga los TLEs anteriores hasta la época del TLE primario y con las diferencias que resultan de la comparación, realiza los cálculos estadísticos de los valores medios y las varianzas, para construir la matriz de covarianza correspondiente a la posición que resulta del TLE primario.

Para la estimación de los errores que se cometen en la propagación de los errores hasta el momento del máximo acercamiento (TCA, por sus siglas en inglés), se utilizaron efemérides precisas de una misión operativa, y se compararon las posiciones de las efemérides precisas con las que resultaban de la propagación de los TLE con el propagador SGP4 (Brandon Rhodes, 2015). Se evaluó la tendencia en una ventana temporal de seis meses y se calcularon los valores medios de los errores en función de la cantidad de días de propagación, con un máximo de 6 días (ver Tabla 1).

3. La probabilidad de colisión

Una vez calculadas las posiciones para el TCA y las matrices de covarianza de los errores asociados, existen varios métodos para la estimación de la PoC. En un planteo general el estudio consiste en definir radios seguros (o de colisión) para los objetos, y calcular la probabilidad de que la mínima distancia entre ellos sea menor a la suma de esos radios.

En este trabajo se implementó el cálculo simplificado que propone Lei-Chen junto a otros autores en el libro *Orbital Data Applications for Space Objects. Conjunction Assessment and Situation Analysis* (Lei et al., 2017). Lei-Chen se basa en el desarrollo analítico de Chan (Chan, 2003) y otros estudios anteriores del problema que permiten transformar el planteo en tres dimensiones a un plano. Esto resulta en el cálculo de la integral de la función de densidad de probabilidad (PDF) en dos dimensiones, sobre el área de la sección circular de colisión que se proyecta en el plano de encuentro (ver Ec. 1).

$$PoC = \int \int_A \frac{1}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\mu_x^2}{\sigma_x^2} + \frac{\mu_y^2}{\sigma_y^2}\right)\right] dy dx \quad (1)$$

En esta ecuación μ_x y μ_y indican el centro de la sección circular de colisión en el plano de encuentro; σ_x y σ_y son las desviaciones estándar que resultan de la matriz combinada de covarianzas de ambos objetos y $A = (x - \mu_x)^2 + (y - \mu_y)^2 \leq r_a^2$.

4. Resultados

Para la validación de los resultados se consideraron distintos escenarios de la bibliografía y de trabajos anteriores, ya que no se pudo contar con datos reales de la misión SAC-D debido a acuerdos de confidencialidad.

Se analizó con éxito la implementación del método de Osweiler (Osweiler, 2006) para la estimación de errores, obteniendo resultados aceptables en comparación a los resultados publicados por el autor. Luego se evaluó la implementación del método de Lei-Chen (Lei et al., 2017) para el cálculo de la PoC. Finalmente, se

Tabla 2: Situaciones de encuentro descritas por Klinkrad (Klinkrad, 2006b). Identificadores de NORAD de los objetos y tiempo de máximo acercamiento (TCA).

#	sat id	deb id	TCA
1	27386	12442	2004-09-02 19:14:11
2	23560	16681	2004-09-29 23:56:02

En esta tabla, sat id y deb id, hacen referencia a los identificadores de los objetos en la base de datos.

Tabla 3: Comparación de ARxCODE con los resultados de Klinkrad (Klinkrad, 2006b). Paso de propagación, cien mil μ s y radio de colisión $r_a = 0.01$ km.

#	M. Dist[km] Klinkrad	M. Dist[km] ARxCO	PoC Klinkrad	PoC ARxCO
1	1.29	1.44	2.18e-04	3e-05
2	0.06	0.55	1.54e-04	2e-05

En esta tabla, M. Dist es la distancia en el momento de máximos acercamiento.

validó el proceso completo considerando la información publicada por Klinkrad (Klinkrad, 2006a) y por Xu y Xiong (Xu & Xiong, 2014). Para estos últimos escenarios se contaba con toda la información de la situación de encuentro, a excepción de los radios de colisión utilizados. En primera instancia se consideraron valores medios del radio de $r = 0.01$ km y dado que se encontraron grandes diferencias, se calcularon las PoC para distintos radios.

Los resultados indican que las PoC calculadas por ARxCODE difieren significativamente de las publicadas (ver Tabla 3). Se observó que la diferencia es mayor cuanto más grande son los valores de las matrices de error en la posición inicial; y que en la mayoría de los casos es posible alcanzar los valores idénticos a los publicados aumentando el radio de colisión sin exceder los 30 metros (ver Figs. 1 y 2). Esto podría indicar que la PoC resulta muy sensible al valor del radio de colisión propuesto y a los errores en las posiciones iniciales.

Es necesario seguir evaluando otros escenarios con mayor información respecto de los radios de colisión considerados, así como también probar nuevos desarrollos e implementaciones que mejoren la estimación de errores tanto en las posiciones iniciales como en las propagaciones.

Para mayor información consultar a maceciliavalenti@gmail.com el trabajo de tesis.

Referencias

- Brandon Rhodes, 2015, sgp4-1.4
 Chan K., 2003, Advances in the Astronautical Sciences, 114, 1197
 Karacalioglu A. G., Stupl J., 2016
 Kessler D., Cour-Palais B., 1978, Journal of Geophysical Research, 83, 2637

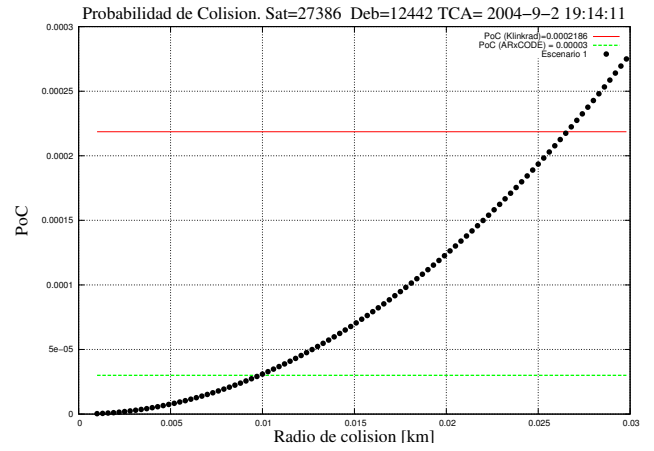


Figura 1: Análisis de la PoC en función del radio de colisión. La línea roja indica el valor de la PoC calculada por Klinkrad (Klinkrad, 2006b). La línea verde indica la PoC calculada por ARxCODE para un $r_a = 0.01$ km (Escenario 1).

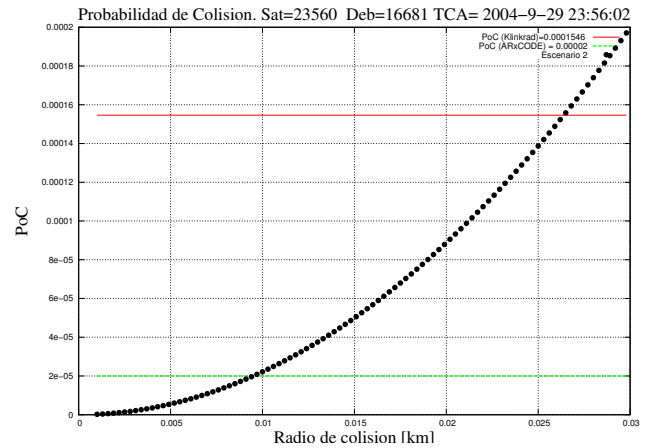


Figura 2: Análisis de la PoC en función del radio de colisión. La línea roja indica el valor de la PoC calculada por Klinkrad (Klinkrad, 2006b). La línea verde indica la PoC calculada por ARxCODE para un $r_a = 0.01$ km (Escenario 2).

- Klinkrad H., 2006a, Space Debris. Models and Risk Analysis. Springer, pp 215-241
 Klinkrad H., 2006b, Space Debris. Models and Risk Analysis. Springer
 Lei C., et al., 2017, Orbital Data Applications for Space Objects. Springer
 Osweiler V. P., 2006, Covariance estimation and autocorrelation of NORAD Two-line Element Sets
 Xu X.-L., Xiong Y.-Q., 2014, Research in Astronomy and Astrophysics, 14, 601

El Sistema Nacional de Computación de Alto Desempeño

S. Nakano Koga¹, M. Colazo²

¹ *Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva, Argentina*

² *Comisión Nacional de Actividades Espaciales, Argentina*

Contacto / mcolazo@conae.gov.ar

Resumen / El Sistema Nacional de Computación de Alto Desempeño (SNCAD) es una iniciativa conjunta entre el Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva y el Consejo Interinstitucional de Ciencia y Tecnología (CICyT), enmarcada dentro del Programa de Grandes Instrumentos, Facilidades y Bases de Datos. Su objetivo es consolidar una red nacional de centros de computación de alto desempeño pertenecientes al sistema científico y académico interconectado, para satisfacer la creciente demanda de la comunidad científica y tecnológica en las áreas de almacenamiento, computación en malla, de alto desempeño y de alto rendimiento, de visualización y otras tecnologías emergentes. El propósito de esta presentación es poner en conocimiento de la comunidad astronómica argentina los objetivos del SNCAD y los beneficios para los investigadores y centros de investigación de adherir los recursos de cómputo de alto desempeño al Sistema Nacional.

Abstract / The National System of High Performance Computing (SNCAD) is a joint initiative between the Ministry of Science, Technology and Productive Innovation and the Inter-Institutional Council of Science and Technology (CICyT), framed within the Program of Large Instruments, Facilities and Databases. Its objective is to consolidate a national network of high performance computing centers belonging to the interconnected scientific and academic system to meet the growing demand of the scientific and technological community in the areas of storage, mesh computing, high performance, visualization and other emerging technologies. The purpose of this presentation is to report to the Argentine astronomical community of the objectives of SNCAD and the benefits for researchers and centers of invention of adding high-performance computing resources to the National System.

Keywords / Instrumentation: miscellaneous

1. Introducción

El Programa de Grandes Instrumentos, Facilidades y Bases de Datos es una iniciativa conjunta del Ministerio de Ciencia, Tecnología e Innovación Productiva (MinCyT) y el Consejo Interinstitucional de Ciencia y Tecnología (CICyT). Su propósito es alcanzar una utilización eficiente de los grandes equipamientos y una mejor organización y acceso a las bases de datos científicos existentes en las distintas instituciones de ciencia y tecnología del país. Los Sistemas Nacionales forman parte del Programa y trabajan en conjunto para alcanzar este objetivo (Figura 1).

2. El Sistema Nacional de Computación de Alto Desempeño

El Sistema Nacional de Computación de Alto Desempeño (SNCAD) es una iniciativa enmarcada dentro del Programa de Grandes Instrumentos, Facilidades y Bases de Datos.

Su propósito es consolidar una red nacional de centros de computación de alto desempeño pertenecientes al sistema científico y académico interconectado, para satisfacer la creciente demanda de la comunidad científica y tecnológica en las áreas de almacenamiento, computación en malla, de alto desempeño y de alto rendimiento, de visualización y otras tecnologías emergentes.

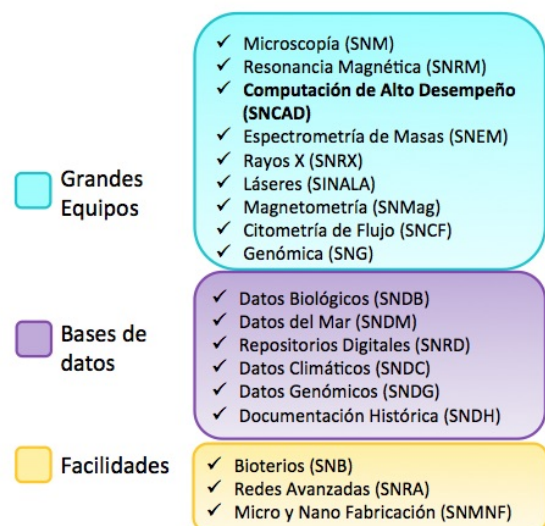


Figura 1: Sistemas Nacionales pertenecientes al Programa de Grandes Instrumentos, Facilidades y Bases de Datos.

2.1. Objetivos

Los objetivos del SNCAD son:

- Promover políticas que contribuyan a maximizar el uso del equipamiento utilizado en estas áreas, que haya sido adquirido con fondos públicos.

- Contribuir a la gestión eficiente de los recursos disponibles y la consecución de la financiación pública y privada para la mejora de la red de prestación de servicios.
- Brindar facilidades para la adquisición de nuevo equipamiento y mejora de los existentes.
- Promover la formación de recursos humanos capacitados a través de programas comunes.
- Impulsar la integración de los centros a la comunidad I+D+i internacional.
- Generar un sistema propio de emisión y validación de certificados.

2.2. Descripción

Se consideran “centros de computación de alto desempeño” a aquellos que cuenten con recursos de cómputos equipados con sistemas operativos u otras aplicaciones informáticas que permitan el procesamiento de cálculo distribuido, que realicen actividades científicas cuya producción implica un aporte al Sistema Nacional de Ciencia, Tecnología e Innovación. La Comisión de trabajo del SNCAD, resolvió en su reunión del 02 de noviembre de 2010, que se define como gran equipamiento a aquel:

- Diseñado al momento de la compra para cómputo de alto desempeño.
- Instalado exclusivamente para tal fin.
- Dedicado 100 % al cómputo, almacenamiento de datos provenientes del cómputo, o post-procesamiento de dichos datos.
- Que cumpla estándares de calidad y técnicos mínimos necesarios para proveer un servicio continuado y sostenido a un gran número de usuarios.

Cualquier gran equipamiento adquirido con fondos públicos y perteneciente a una institución del Sistema Nacional de Ciencia, Tecnología e Innovación puede solicitar la adhesión al sistema. Para ello debe completar el cuestionario de adhesión online que se encuentra en la pagina web del SNCAD (<http://www.supercalculo.mincyt.gov.ar>) y enviar la solicitud de adhesión firmada por los responsables legal y técnico en conformidad con los compromisos a asumir para formar parte del sistema. Esta solicitud es considerada por el Consejo Asesor que recomienda o no la adhesión del equipo al sistema.

De acuerdo a las dimensiones y servicios que ofrece el centro adherido se le asigna una categoría que puede ser: Centro de Cálculo, Centro GRID o Centro Integral. El centro asume el compromiso de abrir su equipamiento a la comunidad científico tecnológica y la comunidad en general, destinando al menos el 20 % del uso de los equipos adheridos a la prestación de servicios a usuarios externos a la institución. Asimismo la institución recibe por ser parte del sistema, apoyo económico para la adquisición de instrumental complementario, la mejora del equipamiento existente y la formación de recursos humanos.

Adquisición complementaria y mejora de equipamiento



Formación de Recursos Humanos



Figura 2: Panel superior: Proyectos apoyados por el SNCAD desde su creación para adquisición complementaria y mejora de equipamiento. Panel inferior: Proyectos apoyados por el SNCAD desde su creación para la formación de recursos humanos.

2.3. El SNCAD hoy

Al 9 de febrero de 2017 los números del sistema son los siguientes:

- 22 centros se encuentran adheridos al SNCAD con Resolución de la Secretaría de Articulación Científico Tecnológica.
- 44 son los grandes equipamientos adheridos al SNCAD.
- \$5.481.854 es el monto total desembolsado.
- 34 son los proyectos aprobados por el SNCAD (Figura 2).

La formación y capacitación de recursos humanos es una actividad fundamental para el SNCAD cuyo propósito reside en promover la transmisión del conocimiento presente en los centros adheridos para toda la comunidad y la apertura de equipos en las instituciones adheridas a los Sistemas Nacionales.

Se han financiado 17 actividades de formación de recursos humanos en las cuales se han formado 639 alumnos, 272 de estos alumnos becados por el SNCAD.

En la página web del SNCAD se puede encontrar un mapa de Datos (<http://www.supercalculo.mincyt.gov.ar/mapa.php>) con la información actualizada de

Mapa de Datos

En el siguiente mapa usted podrá visualizar los centros adheridos al SNCAD con sus respectivos equipos, características técnicas y datos de contacto

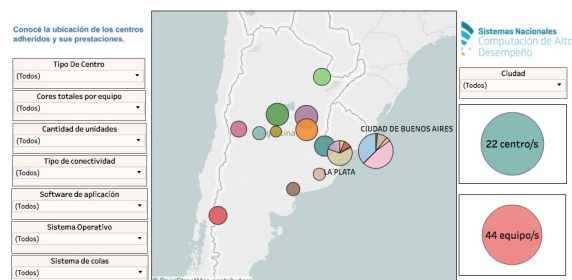


Figura 3: Captura de la página web del SNCAD donde está disponible la información de los centros adheridos.

todos los centros adheridos, su equipamiento y las características técnicas del mismo (Figura 3).

3. Otras actividades del SNCAD

3.1. Iniciativa Proyectos Acelerados de Cálculo

Por medio de esta iniciativa en el año 2016 estuvieron a disposición los recursos computacionales a gran escala como parte de su Iniciativa de Proyectos Acelerados de Cálculo (IPAC).

Se realizó un llamado para otorgar horas de cómputo en proyectos anuales a ejecutarse en centros adheridos al SNCAD.

En este llamado se otorgaron:

- Tres Proyectos de Avances Decisivos con Supercómputo (PADS), de 1.000.000 de horas de CPU cada uno en TUPAC, la computadora de alto desempeño del Centro de Simulación Computacional para Aplicaciones Tecnológicas (CSC-CONICET, <http://www.csc-conicet.gob.ar/>).

- Un mínimo de seis Proyectos De Cálculo (PDC), de entre 300.000 y 500.000 horas de CPU cada uno en los centros del SNCAD. Los PDC otorgados se distribuyeron entre los diferentes centros adheridos en base a los requerimientos técnicos de cada proyecto y a la disponibilidad de horas de cómputo de cada centro.

Para los PADS, TUPAC cuenta con 4096 núcleos AMD Opteron Serie 6200, 8 TB de memoria RAM, conectividad Infiniband QDR y 72 TB de almacenamiento compartido en disco. Para los PDC, el SNCAD cuenta con otros 6 centros integrales adheridos con clusters de entre 600 y 1100 núcleos y conectividad interna Infiniband o Gigabit.

Una convocatoria similar volvió a realizarse este año con la posibilidad de presentarse hasta el 22 de septiembre de 2017.

3.2. Workshops: Articulando ciencia e industria

La Subsecretaría de Coordinación Institucional, dependiente de la Secretaría de Articulación Científico Tecnológica, se propuso organizar una serie de workshops con el objetivo de generar espacios de interacción entre el sector científico y el sector productivo y, de este modo,

dar a conocer la oferta de servicios de las instituciones adheridas a los Sistemas Nacionales.

El primero de estos workshops se realizó el 27 de agosto de 2015 centrándose en el Sector Farmacéutico y contó con la presencia de autoridades del Ministerio, representantes de los Consejos Asesores de los Sistemas Nacionales y directivos de Pymes nacionales, grandes empresas nacionales, laboratorios públicos y empresas multinacionales del sector productivo.

En el año 2016 se realizaron dos workshops de este tipo, uno dedicado a la Nanotecnología en junio de 2016 con 75 asistentes y 31 representantes de 16 empresas y el otro alrededor de la Industria del Cemento y Hormigón, realizado en noviembre con 61 asistentes y 11 representantes de 10 empresas.

En este año se ha realizado un workshop en mayo dedicado al Sector Cárnico, con 153 asistentes y 17 representantes de 11 empresas y cámaras y están planificados 2 eventos más enfocados en harinas y aceite de semillas en un caso, y bebidas y aceite de oliva en el otro.

La realización de estos workshops permite relevar la demanda activa y potencial de cada sector productivo y dar visibilidad a los Sistemas Nacionales, promoviendo diferentes servicios que ofrecen los centros adheridos.

Agradecimientos: Agradecemos a los Comités Organizadores Local y Científico de la última Reunión de la AAA por la posibilidad de compartir con la comunidad científica el estado de las actividades del SNCAD.

Referencias

SNCAD, <http://www.supercalculo.mincyt.gob.ar/>

Revisión de programas de sonorización y estudio de accesibilidad de bases de datos astronómicos

J. Casado¹⁴, A. Cancio¹³, B. García¹³, W. Diaz-Merced² & G. Jaren⁴

¹ Instituto de Tecnologías en Detección y Astropartículas, CNEA-CONICET-UNSAM, Argentina

² IAU-Office for Astronomical Development, South Africa

³ Universidad Tecnológica Nacional, Argentina

⁴ Instituto de Bioingeniería, Universidad de Mendoza, Argentina

Contacto / johanna.casado@iteda.cnea.gov.ar

Resumen / Un enfoque multimodal en la percepción de los datos astronómicos (conseguido a través de la sonorización) es de especial importancia para lograr mayor inclusión en el campo de la astronomía, para que personas con alguna discapacidad puedan acceder al análisis de datos. En la actualidad existen diferentes software de sonorización de datos, algunos de ellos son SONIFICATION SANDBOX, MATHTRAX y xSONIFY. Inicialmente se realizó un análisis de los programas mencionados para determinar su accesibilidad y usabilidad, teniendo en cuenta estándares internacionales como ISO 9241-171:2008 (“Guía sobre la accesibilidad de software”). Por otro lado y teniendo en cuenta la necesidad de acceso a bases de datos astronómicos, aplicando la norma W3C (“Consortio Mundial de la red”), se analizó la posibilidad de acceso a dichas bases por parte de personas con algún tipo de discapacidad. En función del análisis, se proponen agregados al modelo de interfaz presentado previamente, para brindar más accesibilidad a las bases de datos astronómicos.

Abstract / A multimodal approach in the astronomical data perception (more than one sense) is very useful to achieve greater inclusion in the astronomy field. Nowadays, there are data sonification programs that carry out the task, some of them are SONIFICATION SANDBOX, MATHTRAK and xSONIFY. Initially, we perform an analysis of these software, in order to study their accessibility and usability. The basis of that test was the international standard ISO 9241-171:2008 (“Guidance on software accessibility”). After that, and due to the demand to access to astronomical data bases, using the W3C (“World Wide Web Consortium”) standards, we analyse the accessibility of disabled people to those web pages. Based on the analysis, an improvement to the earlier proposed graphical user interface design was performed, with the aim of improve the astronomical data bases accessibility.

Keywords / methods: data analysis — techniques: miscellaneous — astronomical databases: miscellaneous — standards

1. Introducción

La percepción multimodal (uso de más de un sentido) de los datos astronómicos puede lograrse combinando la sonorización de los mismos y el despliegue de la imagen del objeto o su espectro. En general, el proceso de sonorización toma una tabla de datos y los transforma en sonido, siendo las variaciones en dichos datos las que producen variaciones perceptibles en la intensidad, timbre, tono y duración del sonido resultante. Diaz-Merced (2013) demostró que la percepción multimodal de los datos (en este caso vista y audición) aumenta la sensibilidad de detección de señales con baja relación señal/ruido.

El uso del sonido para analizar datos astronómicos se ha utilizado en repetidas ocasiones. Existen software que sonorizan datos a partir de tablas de dos o más columnas, como SONIFICATION SANDBOX (Davison & Walker, 2007), MATHTRAK (Shelton, 2008) y xSONIFY (Candey et al., 2006). En un trabajo previo, Casado et al. (2017) analizaron estos tres software según el estándar

ISO 9241-171:2008 (“Guía sobre la accesibilidad de software”). Se pudo determinar que los tres programas presentan poca accesibilidad según la mencionada norma. En base a las recomendaciones de la norma y los resultados obtenidos, se propuso el diseño de una nueva interfaz que permita la accesibilidad que se requiere para que los estudios multimodales sean posibles por parte de investigadores con algún tipo de discapacidad. Este trabajo se encuentra en desarrollo. En un principio, el xSONIFY, presentaba comunicación con bases de datos y permitía al usuario realizar la búsqueda, indicando la identificación del objeto, sin tener que navegar la página web. En la actualidad ninguno de los software presenta este tipo de conexión. Esto requiere que el usuario busque el objeto que desea estudiar, descargue el archivo y luego realice el análisis a partir del software de sonorización. Por esto, a la hora de analizar la accesibilidad, se planteó realizar un análisis de las páginas web que dan acceso a bases de datos astronómicos, para tener una visión más completa del camino que deben recorrer los

Tabla 1: Resultados del análisis con ACHECKER.

	SIMBAD	SDSS	ADS
Problemas conocidos	86	8	0
Problemas probables	0	0	0
Problemas potenciales	192	233	30

usuarios.

Algunas de las bases de datos y bibliografía usadas por los astrónomos son: SIMBAD, SDSS y ADS, que presentan páginas web específicas (SIMBAD (<http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/>), SDSS (<http://www.sdss.org/>) y ADS (<https://ui.adsabs.harvard.edu/>)), las cuales permiten acceder a información sobre parámetros astrofísicos (como coordenadas, tipos espectrales y flujos), imágenes astronómicas y bibliografía. En este trabajo se evaluará la accesibilidad a estas páginas web, que permiten acceder a datos previamente almacenados.

Boldyreff (2002) menciona una serie de niveles relacionados que deben tenerse en cuenta en el momento de analizar accesibilidad (desde el interno al externo): funcionalidad, eficacia, usabilidad, estándares, efectos individuales, efectos grupales, efectos organizacionales y efectos sociales. Luego profundiza los cuatro niveles internos (correspondientes a temas técnicos) con las características de calidad enunciadas por la norma ISO/IEC 9126: 1991 (“Estándar de calidad sobre productos de software”): confiabilidad, eficiencia y mantenibilidad. De lo mencionado anteriormente surgen los siguientes niveles internos: confiabilidad, eficiencia, funcionalidad, usabilidad, eficacia, mantenibilidad y estándares.

Evaluar la accesibilidad no es una tarea sencilla, se deben tener en cuenta desde los aspectos más técnicos hasta los aspectos sociales y la relación con el usuario final. Para los límites de este trabajo se ha decidido comenzar analizando la accesibilidad de las mencionadas páginas web desde el punto de vista de los estándares propuestos por el “Consortio Mundial de la red” o W3C (<https://www.w3.org/standards/>).

El W3C desarrolla normativas para asegurar el crecimiento de la web a largo plazo. Dentro de la categoría de accesibilidad presenta varias recomendaciones, borradores de recomendaciones y notas de grupo, como por ejemplo: ATAG 2.0: Pautas de accesibilidad para herramientas de autoría; WAI-ARIA 1.0: Guía de implementación de agentes de usuario; WCAG 2.0: Pautas de accesibilidad para el contenido web; y Pautas de accesibilidad para los agentes de usuario. Teniendo en cuenta que se plantea analizar la accesibilidad que presentan las páginas web de bases de datos, se decidió utilizar el criterio WCAG 2.0.

2. Metodología

La norma WCAG 2.0 presenta diferentes criterios de éxito que buscan ser una guía para analizar y generar mayor accesibilidad en los desarrollos web. La web de W3C contiene los estándares, entre ellos el WCAG 2.0, además presenta enlaces con explicación de cada criterio, ejemplos de aplicación y técnicas y fallas. Los crite-

Tabla 2: Resultados del análisis con FAE2.0.

	SIMBAD	SDSS	ADS
Violaciones	8	5	5
Advertencias	1	2	1
Chequeo Manual	31	32	14
Aprobado	7	24	1
Reglas no aplicadas	85	69	111

rios de éxito se presentan en tres niveles de complejidad (A, AA y AAA), debido a ello, la página puede presentar un nivel de accesibilidad nulo (si no cumple algún criterio de éxito nivel A), nivel A (si cumple todos los criterios de éxito A y no cumple alguno nivel AA), nivel AA (si cumple todos los criterios de éxito AA y no cumple alguno nivel AAA) o nivel AAA (si cumple con todos los criterios de éxito nivel AAA).

Dentro de W3C existe una lista de herramientas que analizan la accesibilidad de las páginas web, enumerando las fallas y beneficios encontrados, o bien indicando los criterios que deben ser analizados manualmente. Dentro de esa lista, teniendo en cuenta solo las que analizan WCAG 2.0, encontramos tres herramientas que realizan el análisis: ACHECKER*, EXAMINATOR** y FUNCTIONAL ACCESSIBILITY EVALUATOR 2.0***.

Para realizar el análisis utilizando ACHECKER se selecciona la pestaña “Web Page URL”, dentro de opciones se marca “WCAG 2.0 (Level AAA)” y “View by Guideline”. Luego en “Address” se coloca la url de la web a analizar y se presiona el botón “Check It”. Una vez realizado el análisis, se despliegan los resultados en tres pestañas: problemas conocidos, problemas probables y problemas potenciales y se muestra un enlace (“WCAG 2.0 (Level AAA)”) que accede al listado de los criterios evaluados.

ACHECKER cuenta con un total de 168 criterios para evaluar. En la Tabla 1 se presentan los resultados obtenidos para cada una de las bases de datos tenidas en cuenta en el presente trabajo. El analizador se basa en el código fuente de la página web, por lo que se pueden repetir los errores, razón por la cual si sumamos los errores totales de cada página puede dar superior al número de criterios analizados.

En el caso de FUNCTIONAL ACCESSIBILITY EVALUATOR 2.0 (FAE2.0), se debe indicar la url a analizar, un título identificador de la página ingresada y elegir las características que mayor número de páginas nos permiten analizar: profundidad de evaluación: “Include third-level pages”; seguir los enlaces en: “Specified domain and all of its next-level subdomains”; conjunto de reglas: “HTML5 and ARIA Techniques”; y límite de evaluación: “25 pages”.

El conjunto de reglas seleccionado presenta un total de 132. El analizador proporciona un listado de estas reglas y los criterios de éxito de la WCAG 2.0 correspondientes. Más allá del límite de evaluación seleccionado (25 páginas) el número de páginas incluido en el

*<https://achecker.ca/checker/index.php>

**<http://examinator.ws>

***<https://fae.disability.illinois.edu>

Tabla 3: Resultados globales del análisis con EXAMINATOR (entre paréntesis se indica el número de pruebas).

	SIMBAD	SDSS	ADS
Resultado general	4.5(15)	6.1(21)	6.5(7)
Limitación total para ver	4.6(15)	5.9(17)	6.7(7)
Limitación grave para ver	4.3(14)	6.4(19)	7.1(7)
Limitación de los miembros superiores	4.9(10)	5.7(13)	4.8(5)
Limitación para comprender	3.6(9)	5.9(13)	5.9(4)
Limitaciones por la edad	4.9(11)	6.4(18)	7.2(7)

análisis varía según lo que se analiza. Debido a que para el ADS solo se analiza la página principal, a los fines de este trabajo y para poder comparar con los demás analizadores utilizados, solo se muestran los resultados de dichas páginas (ver Tabla 2).

Finalmente, EXAMINATOR solo requiere que se ingrese la url de la página a evaluar. El testeador otorga un puntaje a los criterios que analiza (entre 1 y 10) y entrega un informe detallado del análisis. Además, realiza una ponderación de los criterios analizados, otorgando un puntaje general y unos específicos para ciertas limitaciones (ver Tabla 3). En la Tabla 4 se muestra el número de pruebas realizadas y el estado de las mismas.

3. Análisis de resultados

Acudiendo al detalle de los resultados de los programas de análisis de accesibilidad, se observa que entre los principales criterios no cumplidos se encuentran la falta de texto alternativo a las imágenes, secuencias de foco de teclado mal ordenadas, imágenes con porcentajes de contraste que no son adecuados (según el establecido por la norma), detalles en el código que pueden incumplir el criterio de éxito “2.3 Convulsiones” y falta de mecanismos para manipular grandes bloques de información. En el análisis llevado a cabo se puede concluir que las páginas web que dan acceso a las bases de datos no son accesibles: el no cumplimiento de uno solo de los criterios ya sería descalificador del recurso en términos de la norma.

Según ACHECKER la página web que presenta menores problemas de accesibilidad es ADS, siendo SIMBAD la que contiene mayores inconvenientes con respecto a los criterios de éxito.

Teniendo en cuenta los resultados presentados por FAE2.0, en una inspección preliminar, aparentemente se obtiene un resultado similar. Sin embargo, si se presta atención a la cantidad de reglas no aplicables que detecta, se infiere que el porcentaje de criterios aplicados a ADS es mucho menor que el aplicado a las otras bases de datos. Se puede observar, además, que SDSS es la base que presenta mayor cumplimiento de los criterios analizados.

EXAMINATOR arroja como resultado que la página ADS es la que menos inconvenientes presenta, en concordancia con los resultados anteriores. Nuevamente se puede observar que SDSS es la que muestra más criterios cumplidos. Este analizador otorga además puntuación

Tabla 4: Resultados puntuales del análisis con EXAMINATOR.

	SIMBAD	SDSS	ADS
Muy Mal	4	4	0
Mal	5	2	3
Regular	0	5	0
Bien	0	1	0
Excelente	6	9	4
Cantidad de pruebas	15	21	7

general de accesibilidad, donde se tienen en cuenta limitaciones como la falta de vista o problemas motores. Se evidencia que SIMBAD es la base menos accesible para personas con discapacidad.

Observando los criterios en los que fallaron las páginas, las tres tienen problemas con los siguientes lineamientos: “1.3 Adaptable”, “1.4 Distinguishable” y “2.4 Navigable”. En cuanto a los demás criterios la mayoría debe evaluarse manualmente, como por ejemplo: “1.2 Base de tiempo”, “2.1 Teclado” y “2.2 Tiempo suficiente”. Resulta evidente que todos los criterios de éxito deberían reforzarse con un análisis manual.

4. Conclusiones

Los testeadores de páginas web que siguen las recomendaciones de la norma W3C resultaron adecuados para el estudio preliminar de accesibilidad de bases de datos astronómicos, reducen el número de criterios que se deben analizar manualmente y entregan un informe detallado de los errores. Sin embargo, se deben analizar los criterios que quedaron excluidos, ya sea por su especificidad o por la necesidad de ser evaluados por un analista o por el usuario. Se plantea como trabajo a futuro realizar este análisis, considerando, por ejemplo, controles de audio y recursos de teclado.

Teniendo en cuenta el trabajo previo que dio como resultado la necesidad de diseño centrado en el usuario de una nueva interfaz gráfica, se puede complementar dicho diseño con la posibilidad de acceso a las bases web de datos astronómicos. La accesibilidad para la persona discapacitada significa poder llevar a cabo todo el proceso de investigación desde una misma aplicación, asegurando un camino simple al conjunto de datos o a la bibliografía asociada.

Referencias

- Boldyreff C., 2002, in Proceedings of the Eleventh IEEE International Workshops on Enabling Technologies: Infrastructure for Collaborative Enterprises (WETICE'02).
- Candey R. M., Schertenleib A. M., Diaz-Merced W. L., 2006, in International Conference on Auditory Display, 2006.
- Casado J., et al., 2017, in Proceeding XXI Congreso Argentino de Bioingeniería - X Jornadas de Ingeniería Clínica, 2017 (en proceso de publicación).
- Davison B. K., Walker B. N., 2007, in International Conference on Auditory Display, 2007.
- Diaz-Merced W. L., 2013, Sound for the Exploration of Space Physics Data. University of Glasgow
- Shelton R., , 2008, MATHTRAX, National Aeronautics and Space Administration

Índice alfabético

- Aballay, J., 59, 62
Aballay, J. L., 70
Ade, P., 107
Ahumada, A. V., 237, 243, 255
Ahumada, J. A., 14, 246, 274
Albacete Colombo, J. F., 89
Alonso, S., 157
Althaus, L. G., 35
Álvarez, E., 70
Amico, G., 107
Amorín, R., 154
Araudo, A. T., 79
Areal, M. B., 186
Arellano Ferro, A., 246
Auguste, D., 107
Aumont, J., 107
- Baú, A., 107
Balmaceda, L., 213, 219
Banfi, S., 107
Barbarán, G., 107
Bassino, L. P., 118, 139
Bassinotextbf, L. P., 136
Battaglia, P., 107
Battistelli, E., 107
Baume, G., 228, 231
Baume, G. L., 234
Bélier, B., 107
Bennett, D., 107
Benvenuto, O., 26
Bergé, L., 107
Bernard, J. P., 107
Bersanelli, M., 107
Bersten, M., 23
Bersten, M. C., 26, 29
Bica, E., 243, 255
Bigot-Sazy, M. A., 107
Bleuervacq, N., 107
Bolatto, A. D., 192
Bonaparte, J., 107
Bonis, J., 107
Bordier, G., 107
Borissova, J., 228, 234
Bosch, G., 148, 154
Bosch-Ramon, V., 92
Bower, R. G., 121
Bréelle, E., 107
- Bromm, V., 124
Buccino, A. P., 20, 32
Bunn, E., 107
Burke, D., 107
Buso, V. A., 26
Bustos Fierro, I. H., 246
Buzi, D., 107
Buzzelli, A., 107
- Cabello, I., 219
Calderón, J. H., 246
Calderón, J. P., 118
Camino, N., 280
Camisassa, M. E., 35
Campuzano Castro, F., 148
Canavesi, T., 252
Cancio Montbrun, A., 76
Cancio, A., 291
Cappa, C. E., 49, 183
Cardaci, M., 148, 154
Carpintero, D. D., 173
Carraro, G., 167
Casado, J., 291
Caso, J. P., 136, 139
Cavaliere, F., 107
Celis Peña, M., 186, 189
Cellone, S. A., 118, 145
Chanial, P., 107
Chapron, C., 107
Charlassier, R., 107
Chaty, S., 98
Chavero, C., 8
Cidale, L. S., 1
Cieza, L., 258
Cincotta, P. M., 170
Civitarese, O., 11
Clariá, J. J., 8, 17, 237, 243, 249, 255
Cohen, R., 240
Colazo, M., 65, 76, 285, 288
Collacchioni, F., 151
Collado, A. E., 32
Collado, O., 62, 70
Columbro, F., 107
Combi, J., 98
Coppi, G., 107
Coppolecchia, A., 107
Cora, S. A., 133, 151

Corti, M., 228
 Corti, M. A., 234
 Couchot, F., 107
 Cremades, H., 210, 216, 219
 Cristiani, G., 210, 216
 Cruzado, A., 252

 Da Costa, G., 249
 D'Agostino, R., 107
 D'Alessandro, G., 107
 Darriba, L. A., 277
 Davila Kurban, F., 130
 de Bernardis, P., 107
 de Elía, G. C., 277
 de Franceschi, A., 73
 De Gasperis, G., 107
 De Gerónimo, C., 35
 De Leo, M., 107
 De Petris, M., 107
 De Rossi, M. E., 121, 124, 127
 De Bórtoli, B. J., 139
 Dékány, I., 8, 17
 del Palacio, S., 92
 Delfino, F. M., 133
 Di Donato, A., 107
 Díaz Ariza, A., 73
 Diaz-Merced, W., 291
 Dumoulin, L., 107
 Duplancic, F., 157

 Ekström, S., 38
 Ennistextbf, A. I., 136
 Escobar, G. J., 89, 95, 101
 Escudero, C., 145
 Etchegoyen, A., 107

 Faifer, F., 145
 Faifer, F. R., 127
 Fasciszewski, A., 107
 Feinstein, C., 231
 Fernández, C., 62, 70
 Fernández, G., 59, 62, 70
 Ferrero, L. V., 183
 Firpo, V., 148, 154
 Flores, M., 20
 Flores, M. G., 32
 Fogantini, F., 98
 Fogantini, F. A., 89, 95
 Folatelli, G., 26, 41
 Font, A. S., 121
 Franceschet, C., 107
 Francile, C., 210, 213
 Francile, C. N., 216

 Frazin, R. A., 204

 Gamboa Lerena, M.M., 107
 García, B., 76, 291
 García, F., 26, 98
 Garcia Lambas, D., 130, 157
 Garcia, S. E., 67
 García, B., 107
 Garrido, X., 107
 Gaspar, G., 56
 Gaspard, M., 107
 Gault, A., 107
 Gayer, D., 107
 Geisler, D., 240, 249
 Georgy, C., 38
 Gervasi, M., 107
 Giard, M., 107
 Giordano, C. M., 170
 Giorgi, E. E., 167, 252
 Giraud-Heraud, Y., 107
 Giuliani Ramos, B. G., 67
 Giuliani, J. L., 67, 70, 73
 Godoy, R., 59, 62, 70
 Gómez, D. O., 195
 Gómez, F. A., 160, 170
 Gómez, M., 183, 274
 Gómez Berisso, M., 107
 González, G., 44
 González, N., 145
 González, M., 107
 Gradziel, M., 107
 Gramajo, L. V., 17, 249
 Granada, A., 38
 Grandsire, L., 107
 Guerrard, E., 107
 Guilera, O. M., 86, 271
 Gulisano, A., 216
 Gunthardt, G., 183
 Gutiérrez, E. M., 142
 Gutierrez-Escate, M. V., 216

 Hägele, G., 148
 Hägele, G., 154
 Hamilton, J.-Ch., 107
 Harari, D., 107
 Haynes, V., 107
 Henrot-Versillé, S., 107
 Herrera, C., 189
 Hoang, D.T., 107

 Ibañez Bustos, R. V., 20
 Incardona, F., 107

Jameson, K., 192
 Jaque Arancibia, M., 32
 Jaren, G., 291
 Jones, C. E., 38
 Jules, E., 107

 Kaplan, J., 107
 Klimchuk, J. A., 207
 Kornecki, P., 89, 95
 Korotkov, A., 107
 Kristukat, C., 107

 Lagos, C., 151
 Lamagna, L., 107
 Landi, E., 204
 Lares, M., 130
 Leuzzi, L., 213
 LIGO y Virgo, Colaboración, 44
 Lloveras, D. G., 201
 López Fuentes, M., 204, 207
 López, F. M., 210, 216
 Loucatos, S., 107
 Louis, T., 107
 Lovos, F. V., 274
 Lowitz, A., 107
 Lukovic, V., 107
 Luna, S. H., 265, 268
 Luoni, M. L., 210
 Luterstein, R., 107

 Mac Cormack, C., 204
 Maffei, B., 107
 Maffione, N. P., 170
 Mammanna, L. A., 70
 Mandrini, C.H., 216
 Mandrini, C. H., 210
 Mari, M. B., 56
 Mariani, M., 86
 Marnieros, S., 107
 Martínez, L., 23
 Masi, S., 107
 Mattei, A., 107
 Mauas, P. J. D., 20
 Mauro, F., 240
 May, A., 107
 McCulloch, M., 107
 Medina, M. C., 107
 Mele, L., 107
 Melhuish, S., 107
 Melita, M. D., 265, 268
 Mennella, A., 107
 Merlo, D., 115
 Merlo, D. C., 14

 Mesa, V., 157
 Mestre, M. F., 173
 Meynet, G., 38
 Miller Bertolami, M. M., 35
 Minniti, D., 8, 17
 Molina-Lera, J. A., 228
 Montier, L., 107
 Morrell, N., 246
 Mosquera, M. E., 11
 Moyano, M., 115
 Muñoz Jofré, M. R., 157
 Mundo, L. M., 107
 Murphy, J.D., 107
 Murphy, J. A., 107
 Muthukrishna, D., 148

 Nakano Koga, S., 288
 Navone, H. D., 265, 268
 Novarino, M. L., 35
 Nuevo, F. A., 201, 204

 Oddone, M. A., 243
 Olivieri, E., 107
 Orellana, M., 26, 29
 Ortega, M., 186
 O'Sullivan, C., 107
 Oviedo, C. G., 8, 237

 Paiella, A., 107
 Pajot, F., 107
 Palma, T., 8, 17, 237
 Parisi, M. C., 222, 237, 240, 249, 255
 Parisi, M. G., 271
 Paron, S., 176, 186, 189
 Passerini, A., 107
 Pastoriza, H., 107
 Pavani, D. B., 255
 Pellizza, L. J., 89, 95, 104
 Pelosi, A., 107
 Perbost, C., 107
 Perdereau, O., 107
 Pereyra, P. F., 70, 73
 Perren, G., 167
 Pessi, P. J., 41
 Pezzotta, F., 107
 Piacentini, F., 107
 Piat, M., 107
 Piccirillo, L., 107
 Pinto, J., 70
 Pisano, G., 107
 Polenta, G., 107
 Prêle, D., 107
 Puddu, R., 107

Rambaud, D., 107
Ranea-Sandoval, I. F., 86
Reynoso, M. M., 95
Ringegni, P., 107
Rodriguez, M. J., 231
Romero, G. E., 92, 95, 101, 104, 107, 142
Ruartes, H., 59, 62
Rubio, M., 183, 189, 192

Sánchez, M. B., 277
Saez, M. M., 11
Saffe, C. E., 32
Salatino, M., 107
Saldaño, H. P., 183, 192
San Sebastián, I. L., 271
Sánchez, J. L., 26
Savianne, I., 240
Schaye, J., 121
Schillaci, A., 107
Scóccola, C. G., 133
Scóccola, C., 107
Scully, S., 107
Semaan, T., 38
Sigut, T. A. A., 38
Smith Castelli, A., 145
Smith Castelli, A. V., 127
Solivella, G. R., 167, 252
Sotomayor Checa, P., 104
Spinelli, S., 107
Stolpovskiy, M., 107
Suad, L. A., 234
Suarez, F., 107

Tartari, A., 107
Thermeau, J.-P., 107
Theuns, T., 121
Timbie, P., 107
Torchinsky, S., 107
Tristram, M., 107
Truongcanh, V., 107
Tucker, C., 107
Tucker, G., 107

Valdés, G., 44
Valenti, M. C., 285
Vanneste, S., 107
Vásquez, A. M., 201, 204
Vásquez, S., 249
Vázquez, R. A., 167, 252
Vega-Martínez, C., 151
Vega-Martínez, C. A., 133
Vieyro, F. L., 142
Viganò, D., 107
Vila, G. S., 101
Villanova, S., 240
Vittorio, N., 107
Voisin, F., 107

Watson, B., 107
Weidmann, W., 56
Wicek, F., 107

Zannoni, M., 107
Zenocratti, L. J., 127
Zullo, A., 107